



Daniel Isidoro Valadas

Licenciado em Ciências da Engenharia Electrotécnica e de Computadores

Contributo para a modelização de magnetos supercondutores de fluxo residual: aplicação a um motor linear todo supercondutor

Dissertação para obtenção do Grau de Mestre em Engenharia Electrotécnica e de Computadores

Orientador: João Miguel Murta Pina, Professor Doutor,
Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade
Nova de Lisboa

Júri:

Presidente: Prof. Doutor Adolfo Steiger Garção
Arguente: Prof. Doutora Anabela Monteiro Gonçalves Pronto
Vogal: Prof. Doutor Gregoire Marie Jean Bonfait



**FACULDADE DE
CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
UNIVERSIDADE NOVA DE LISBOA**

Dezembro 2011

**Contributo para a modelização de magnetos supercondutores de fluxo residual:
aplicação a um motor linear todo supercondutor**

Copyright © Daniel Isidoro Valadas, FCT/UNL, UNL

A Faculdade de Ciências e Tecnologia e a Universidade Nova de Lisboa têm o direito, perpétuo e sem limites geográficos, de arquivar e publicar esta dissertação através de exemplares impressos reproduzidos em papel ou de forma digital, ou por qualquer outro meio conhecido ou que venha a ser inventado, e de a divulgar através de repositórios científicos e de admitir a sua cópia e distribuição com objectivos educacionais ou de investigação, não comerciais, desde que seja dado crédito ao autor e editor.

Dedicatórias

À memória de Jorge Miguel Menicha Janeiro.

Aos meus pais & irmã pelo apoio dado e pelos valores transmitidos.

Aos meus colegas da Faculdade de Ciências e Tecnologia – Universidade Nova de Lisboa que compartilham comigo o entusiasmo pela busca de conhecimento.

E a ti... Cátia @ 13/07/2009

Agradecimentos

Sendo esta sem dúvida a única parte da minha dissertação onde me poderei exprimir na primeira pessoa vou aproveitar para o fazer.

Queria em primeiro lugar e antes de tudo o resto agradecer aos meus pais pelo sacrifício que estou consciente que fizeram para que eu pode-se tirar um curso superior, ainda maior quando fora da sua residência. Por isso um grande obrigado por tudo o que batalharam para conseguir formar academicamente os seus dois filhos.

Em segundo e não menos importante a minha mana (expressão que sempre utilizei para me referir a ela) por todo o apoio, ajuda e carinho que me deu enquanto mana mais velha.

Ao meu sobrinho que é sem dúvida um dos meus maiores orgulhos. Espero que dê tudo por tudo com muito sangue e suor, com tanta pressa que teve para cá chegar só posso acreditar que tenha muito para dar.

A todos as amizades que construir ao longo de toda a minha vida e que de uma forma ou de outra contribuíram para o meu crescimento pessoal, para que atingisse os meus objectivos e por todas as boas experiencias que passamos juntos.

A todos os meus colegas que contribuíram para que esta dissertação fosse possível e onde não posso deixar de salientar a preciosa ajuda do David Inácio que sem duvida contribuiu incondicionalmente para a realização da mesma.

Gostaria ainda de agradecer a Faculdade de Ciências e Tecnologia por me formar profissionalmente, assim como a todos os professores que ajudaram e apoiaram nessa formação. Gostava de entre todos eles destacar o Professor Doutor Mário Ventim Neves, pela boa disposição e conhecimentos que sempre transmitiu aos seus alunos, ao Professor Doutor João Martins pela ajuda sempre e a qualquer hora disponibilizada e pelos temas extra curriculares que gosta de debater com os seus alunos e permitindo uma relação mais pessoal do que o comum, ao Professor Doutor João Murta Pina não só pelos conhecimentos transmitidos enquanto orientador da minha dissertação, mas também por tolerar a minha pessoa que por vezes consegue-se tornar um pouco impaciente.

Por fim, mas não menos importante ao Museu da electricidade, por disponibilizar a sua oficina para a manufactura de todo o material necessário ao longo da dissertação, querendo destacar o Senhor Banza pelo apoio prestado.

Sumário

Sem dúvida que os materiais supercondutores de alta temperatura (SAT) se revelaram nestes últimos anos como impulsionadores de um enorme desenvolvimento tecnológico. Tal, deveu-se principalmente às suas características electromagnéticas, como a resistividade nula em regime DC, o elevado diamagnetismo e o ancoramento de fluxo, ausentes em qualquer outro tipo de material.

De entre o enorme desenvolvimento tecnológico, é importante destacar a aplicação em motores, cujo rendimento é potencialmente melhorado com a utilização de materiais supercondutores de alta temperatura. Para além do rendimento, estas máquinas apresentam importantes vantagens no que diz respeito ao peso e volume quando comparadas com máquinas convencionais compostas por materiais ferromagnéticos e cobre.

O objectivo desta dissertação é apresentar uma metodologia para a análise das características electromagnéticas em magnetos SAT de fluxo residual com aplicação particular a um motor linear síncrono todo supercondutor, mas passível de ser utilizada noutros dispositivos que empreguem estes materiais.

Termos Chave:

Supercondutividade

Fluxo Ancorado

Motor Linear Síncrono todo Supercondutor

Modelização

Abstract

No doubt high-temperature superconducting materials (HTS) have proved themselves, in recent years, as boosters of a huge technological development. This was due, mostly, to their electromagnetic characteristics, such as null resistivity under DC conditions, high diamagnetism and flux pinning properties, absent in any other type of materials.

Amongst the technological developments, it is important to highlight the application of these materials in electrical motors, whose performance is potentially improved when using high temperature superconducting materials. In addition to performance, these motors show important advantages concerning weight and volume, when compared with conventional machines composed of ferromagnetic materials.

The aim of this thesis is to present a methodology for the analysis of electromagnetic characteristics in HTS trapped flux magnets, with particular application to an all superconducting synchronous linear motor, and possible extension to other devices employing these materials.

Keywords:

Superconductivity

Trapped Flux

All Superconducting Synchronous Linear Motor

Modelling

Simbologia

A	Potencial vector (T·m).
a e b	Comprimento e largura de um bloco paralelepípedo (m).
B	Densidade de fluxo magnético ou indução magnética (T).
B_r e B_z	Componentes da densidade de fluxo magnético B num bloco cilíndrico (T).
B_x , B_y e B_z	Componentes da densidade de fluxo magnético B num bloco paralelepípedo (T).
D	Densidade de fluxo eléctrico (C/m ²).
e	Carga eléctrica do electrão ($-1,60217646 \times 10^{-19}$ C).
E	Campo eléctrico (V/m).
E_{cin}	Energia cinética (J).
F_n	Densidade de energia livre do estado normal (J/m ³).
F_L	Força de Lorentz por unidade de comprimento de um fluxóide (N/m).
F_p	Força de aprisionamento dos vórtices aos centros de ancoramento (N/m).
F_s	Densidade de energia livre do estado supercondutor (J/m ³).
h	Constante de Planck ($6,62606896(33) \times 10^{-34}$ J·s) ou altura de um bloco supercondutor (m).
H	Campo magnético (A/m).
H_{ap}	Campo magnético aplicado (A/m).
H_{apt}	Campo magnético aplicado total (A/m).
H_c	Campo magnético crítico (A/m).
H_{c1}	Campo magnético crítico inferior (A/m).
H_{c2}	Campo magnético crítico superior (A/m).
H_{Sat}	Campo magnético saturado (A/m).
I	Corrente eléctrica (A).
I_c	Corrente crítica (A).
J	Densidade de corrente (A/m ²).
J_c	Densidade de corrente crítica (A/m ²).
J_{c1} , J_{c2} e J_{c3}	Densidades de corrente num bloco paralelepípedo com dois domínios (A/m ²).
J_{tr}	Densidade de corrente de transporte (A/m ²).
L	Coeficiente de auto-indução (H).
m	Massa do electrão ($9,10938188 \times 10^{-31}$ kg).
m^*	Massa efectiva dos portadores de cargas supercondutoras ($1,821876376 \times 10^{-32}$ kg).
M	Magnetização (A/m).
n_s	Número de electrões em movimento por unidade de volume.
P_j	Perdas de Joule (W).

q_s	Carga do estado supercondutor ($-3,20435292 \times 10^{-19}$ C).
qx, qr e qz	Número de anéis num bloco segundo as componentes $x = y, r$ e z .
\mathbf{r}	Vector posição espacial (m) ou raio de um bloco cilíndrico (m).
r_f	Raio de um fio supercondutor (m).
t	Tempo (s).
T	Temperatura (K).
T_C	Temperatura crítica (K).
v	Velocidade (m/s).
\mathbf{v}_s	Velocidade dos electrões (m/s).
χ_m	Susceptibilidade magnética.
Z_0	Altura onde se pretende medir o campo magnético (m).
α	Parâmetro fenomenológico ou comprimento de um bloco paralelepipedico (m).
β	Parâmetro fenomenológico.
ε	Permitividade eléctrica (F/m).
ε_{B_z}	Valor mínimo do erro quadrático médio (T).
ξ	Comprimento de coerência (nm).
ξ_{ab} e ξ_c	Comprimento de coerência segundo os eixos a e b e segundo o eixo c (m).
\hbar	Constante reduzida de Planck ($1,054571628(53) \times 10^{-34}$ J·s).
κ	Parâmetro de Ginzburg-Landau.
ϕ	Fluxo magnético (Wb).
Φ	Fluxo magnético externo (Wb).
Φ_0	Fluxoide ou quantum de fluxo ($2,068 \times 10^{-15}$ Wb).
ρ	Resistividade eléctrica ($\Omega \cdot m$).
$\delta_{E.mag}$	Densidade volumétrica de energia armazenada no campo magnética (J/m ³).
τ	Passo polar (m).
μ	Permeabilidade magnética (H/m).
μ_0	Permeabilidade magnética do vazio ($4\pi \times 10^{-7}$ H/m).
λ	Profundidade (m).
λ_{ab} e λ_c	Profundidade de penetração de London segundo os eixos a e b e segundo o eixo c (nm).
λ_c	Profundidade de penetração de London segundo o eixo c (nm).
λ_L	Profundidade de penetração de London (nm).
ψ	Parâmetro de ordem ou fluxo ligado com um enrolamento (Wb).
Δh	Altura de um dos anéis num bloco paralelepipedico (m).
Δt	Incremento temporal (s).
Δw	Largura de um dos anéis num bloco paralelepipedico (m).

Notações

AG	Algoritmos Genéticos.
BaLaCuO ou BLCO	Primeiro supercondutor descoberto, de composição química $\text{BaLa}_4\text{Cu}_5\text{O}_{13,4}$.
BSCCO ou Bi-2223	Designação genérica dos supercondutores de composição química $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$.
DC	<i>Direct current</i> , corrente contínua, termo também aplicado a tensão contínua.
FC	<i>Field Cooling</i> .
GA	Genetic Algorithms
HTBCCO ou HgTlBaCaCuO	Supercondutor de composição química $\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+x}$.
MSL	Motor síncrono linear.
PFM	Pulsed-Field Magnetization.
SAT	Supercondutor de alta temperatura.
SBT	Supercondutor de baixa temperatura.
TlBaCaCuO ou TBCCO	Supercondutor de composição química $\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$.
Y-123	YBCO na sua fase ortorrômbica, e portanto, supercondutora.
YBCO ou YBaCuO	Designação genérica dos supercondutores de composição química $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$. Onde δ é o conteúdo de oxigénio, que determina a supercondutividade do material.
ZFC	<i>Zero Field Cooling</i> .

Índice de Matérias

1	Introdução.....	1
1.1	Contexto e motivação.....	1
1.2	Objectivos.....	2
1.3	Sumário do trabalho desenvolvido	4
1.4	Contribuições.....	5
1.5	Estrutura da dissertação	5
2	Conceitos de Supercondutividade.....	7
2.1	Perspectiva Histórica	7
2.2	Propriedades da supercondutividade	9
2.2.1	<i>Resistividade nula e correntes persistentes</i>	10
2.2.2	<i>Efeito Meissner</i>	11
2.3	A Evolução das Teorias	12
2.3.1	Teoria de London e Profundidade de Penetração	12
2.3.2	Teoria de Ginzburg – Landau: Comprimento de Coerência e parâmetro GL	14
2.3.3	Teoria BCS: Pares de Cooper	16
2.4	Tipos de Supercondutores	17
2.4.1	Supercondutores do tipo II.....	18
2.4.1.1	Estado misto	19
2.4.1.2	Ancoramento de fluxo.....	20
2.4.2	Supercondutores de Alta Temperatura – SAT	23
2.4.2.1	Supercondutores SAT de YBCO.....	25
2.5	Conclusão	27
3	Magnetização nos supercondutores	29
3.1.1	<i>Modelo de Bean</i>	30
3.1.2	<i>Modelo Pilha de Areia (Sand-Pile)</i>	32
3.1.3	<i>Magnetização por Impulso</i>	34
3.2	Conclusão	37
4	Motor Linear Todo Supercondutor	39
4.1.1	<i>Descrição do projecto</i>	39
4.1.2	<i>Alteração do projecto inicial</i>	42
4.2	Conclusão	45

5	Magnetização.....	47
5.1	Sistema de Magnetização por Impulso.....	47
5.2	Modelização do Fluxo Acorado através do Modelo Pilha de Areia.....	49
5.2.1	Simulação por computador	51
5.2.2	Algoritmos Genéticos.....	59
5.3	Medição do Fluxo Acorado nos blocos de YBCO.....	60
5.4	Conclusão.....	62
6	Análise de resultados	65
6.1	Apresentação e análise dos resultados obtidos experimentalmente.....	65
6.2	Discussão de resultados	67
6.2.1	Bloco paralelepipedico 1	67
6.2.1.1	Aproximação a um domínio	67
6.2.1.2	Aproximação a dois domínios	69
6.2.2	Bloco paralelepipedico 2.....	70
6.2.2.1	Aproximação a um domínio	70
6.2.2.2	Aproximação a dois domínios	71
6.2.3	Bloco cilíndrico	73
6.3	Conclusão.....	75
7	Conclusões Finais e Trabalho Futuro.....	77
7.1	Conclusões.....	77
7.2	Trabalho Futuro	77
	Bibliografia.....	79

Índice de Figuras

Figura 2.1 – Heike Kamerlingh Onnes (1853-1926) – Recebeu em 1913 o prémio Nobel da física pela pesquisa sobre as propriedades da matéria a baixas temperaturas e pela concepção de hélio líquido. [imagem de “ <i>The Nobel Foundation</i> ”]	7
Figura 2.2 – Curva resistência – temperatura do mercúrio.....	8
Figura 2.3 – Walther Meissner e Robert Ochsenfeld.....	11
Figura 2.4 – Diferença do comportamento entre um Supercondutor e um Condutor Perfeito. [adaptado a partir de http://pt.wikipedia.org/wiki/Supercondutividade]	12
Figura 2.5 – Comportamento dos pares de Cooper numa rede cristalina. [imagem de http://www.textoscientificos.com/quimica/inorganica/enlace-metales/superconductores].....	16
Figura 2.6 – Espaço de fases T – J – H. O material tem propriedades supercondutoras dentro do volume indicado.	17
Figura 2.7 – Comparação entre a magnetização de um supercondutor do tipo I e tipo II. O supercondutor do tipo I apenas se encontra no estado supercondutor para um valor de campo magnético entre 0 e H_C , existindo um diamagnetismo perfeito. O supercondutor do tipo II apresenta dois estados. Para um valor de campo magnético entre 0 e H_{C1} , apresenta do mesmo modo um diamagnetismo perfeito, mas para valores entre H_{C1} e H_{C2} , encontra-se no estado misto, onde existe uma penetração de fluxo quantizado por meio de vórtices.....	18
Figura 2.8 – Magnetização em um supercondutor do tipo II. [adaptado a partir de http://pt.wikipedia.org/wiki/Supercondutividade].....	19
Figura 2.9 – Campo magnético crítico em função da temperatura.	19
Figura 2.10 - Penetração do fluxo dentro de um supercondutor por meio de um vórtice (adaptado a partir de [Inácio, 2008]).	20
Figura 2.11 - Força de Lorentz desenvolvida devida à densidade de corrente e ao fluxo aplicado, sobre um vórtice.....	21
Figura 2.12 – Disposição dos vórtices num supercondutor do tipo II sujeito a um campo aplicado. Os vórtices formam uma rede de Abrikosov (adaptado a partir de [Inácio, 2008]).	22
Figura 2.13 – Penetração do fluxo num supercondutor com centros de ancoramento, sujeito a um campo aplicado crescente.....	22
Figura 2.14 - Penetração do fluxo num supercondutor com centros de ancoramento, sujeito a um campo aplicado decrescente.	23
Figura 2.15 – Georg Bednorz e Alexander Müller. Em 1987, receberam em conjunto o prémio Nobel da física, pelos seus importantes avanços na descoberta de supercondutores em materiais cerâmicos. [imagem de “ <i>The Nobel Foundation</i> ”].....	24
Figura 2.16 – Evolução dos materiais supercondutores [Inácio, 2008].....	25

Figura 2.17 – Estrutura cristalina do YBCO [adaptado a partir de http://www.tkk.fi/Units/AES/projects/prlaser/material.htm].	26
Figura 3.1 – Vórtice de corrente ancorado numa impureza.	29
Figura 3.2 – Distribuição de vórtices em um supercondutor submetido a um campo magnético externo segundo z .	30
Figura 3.3 – Campo magnético aplicado crescente até o valor $H = H_{apt}$, ser atingido.	31
Figura 3.4 – Campo magnético aplicado decrescente.	32
Figura 3.5 – Processo de magnetização FC.	32
Figura 3.6 - Anéis de correntes persistentes em uma amostra magnetizada.	33
Figura 3.7 – Influência do elemento de corrente IC_{dl} , na densidade de fluxo em P .	33
Figura 3.8 – Penetração do fluxo numa amostra cilíndrica de YBCO, com diâmetro entre 30 – 32 mm e altura entre 8 – 16 mm, onde foi aplicado um pulso de 3,9 vezes o valor da saturação magnética, de duração 3,1 ms a 77 K, medida para diferentes distancias ao centro (a); resposta magnética, medida no centro da amostra cilíndrica, para diferentes valores de amplitude do pulso e duração de 3,1 ms e 32 ms (b). Resultado de medições experimentais, retirado de [Sander, 2002].	35
Figura 3.9 – Tempo de subida de um pulso de corrente com cerca de 7KA. Imagem retirada de [adaptado a partir de Tsuchimoto, 1997].	36
Figura 4.1 – Estator do motor linear onde se encontram representadas apenas duas fases propositadamente. [Pina, 2010].	40
Figura 4.2 – Parte móvel.	40
Figura 4.3 – Blocos paralelepípedicos de Y-123, para serem utilizados como magnetos de fluxo residual.	41
Figura 4.4 – Figura ilustrativa aproximada da primeira versão da máquina. [Pina, 2010]	41
Figura 4.5 – Bobinas de magnetização utilizadas para magnetizar ambos os supercondutores em separado.	42
Figura 4.6 – Estrutura final do motor linear todo supercondutor	43
Figura 4.7 – A figura representa toda a parte móvel, incluído calhas e patins necessários ao movimento da estrutura.	43
Figura 4.8 – Caixa de esferovite constituída por duas caixas previamente cortadas e coladas. Foi utilizada uma cola própria para a esferovite e que suportasse as baixas temperaturas.	44
Figura 5.1 – Bobinas de cobre para o sistema de magnetização por impulso.	48
Figura 5.2 – Sistema de magnetização composto por duas bobinas de cobre.	48
Figura 5.3 – Fontes de corrente utilizadas em Badajoz para a magnetização dos blocos supercondutores. As fontes foram ligadas em paralelo para se ter um maior impulso de corrente e o impulso transportado em barras flexíveis de cobre da marca Eriflex [ref. 552870].	49

Figura 5.4 – Anel rectangular de corrente [Pina, 2010].	50
Figura 5.5 – Anel circular de corrente.	51
Figura 5.6 – Interface do programa de simulações desenvolvido no Software Matlab.	51
Figura 5.7 - Perfil 2D do campo ancorado em uma amostra supercondutora paralelepípedica, de dimensões $20 \times 32 \times 10$ (mm), obtido a 3 mm da superfície da amostra, com uma densidade de corrente de 50 kA/cm^2 .	52
Figura 5.8 - Perfil 3D do campo ancorado em uma amostra supercondutora paralelepípedica, dimensões $20 \times 32 \times 10$ (mm), obtido a 3 mm da superfície da amostra, com uma densidade de corrente de 50 kA/cm^2 .	53
Figura 5.9 – Perfil 2D do campo ancorado em uma amostra supercondutora cilíndrica, com diâmetro de 45 mm e espessura 13 mm, obtido a 3 mm da superfície da amostra, com uma densidade de corrente de 50 kA/cm^2 .	53
Figura 5.10 - Perfil 3D do campo ancorado em uma amostra supercondutora cilíndrica, com diâmetro de 45 mm e espessura 13 mm, obtido a 3 mm da superfície da amostra, com uma densidade de corrente de 50 kA/cm^2 .	54
Figura 5.11 – Dependência entre a espessura de um bloco supercondutor e o valor máximo do campo ancorado. É visível que com o aumento da espessura é atingido um valor máximo de campo magnético ancorado. Este resultado é independente das dimensões da amostra e da densidade de corrente, dependendo somente da espessura da mesma.	54
Figura 5.12 – Planta dos blocos supercondutores.	55
Figura 5.13 – Relação entre uma amostra paralelepípedica (azul) e uma amostra cilíndrica (vermelho) para o mesmo volume. Evoluindo a superfície da amostra paralelepípedica desde um quadrado até um rectângulo de comprimento infinito verifica-se que a amostra paralelepípedica adquire até $k \approx 2$, um maior fluxo magnético.	55
Figura 5.14 – Perfil do campo ancorado numa amostra de dimensões $20 \times 32 \times 10$ (mm), com dois domínios, observado a 3 mm da superfície da amostra.	57
Figura 5.15 – Densidades de fluxo obtidas no caso em que as densidades de corrente intragranulares são iguais.	58
Figura 5.16 – Densidades de fluxo obtidas no caso em que as densidades de corrente intragranulares são diferentes.	58
Figura 5.17 – Sistema de magnetização e medição de fluxo ancorado nos blocos de YBCO.	60
Figura 5.18 – Movimento efectuado pelo posicionador xyz, para permitir que a sonda de Hall registre os valores de fluxo magnético ancorado em toda essa área.	61
Figura 5.19 – Bloco Cilíndrico de Y-123, para ser utilizado como magneto de fluxo residual.	61
Figura 6.1 – Campo magnético ancorado no bloco paralelepípedico de YBCO danificado.	65
Figura 6.2 – Campo magnético ancorado no bloco paralelepípedico de YBCO íntegro.	66
Figura 6.3 – Campo magnético ancorado no bloco cilíndrico de YBCO.	66

Figura 6.4 – Evolução da raiz do erro quadrático médio com os valores da JC , para o bloco paralelepipedico danificado.	67
Figura 6.5 – Comparação entre a densidade de fluxo obtida experimentalmente e numericamente considerando um único domínio, para o bloco paralelepipedico danificado.	68
Figura 6.6 – Superfície do erro quadrático entre as duas densidades de fluxo apresentadas, para o bloco paralelepipedico danificado.	68
Figura 6.7 – Comparação entre a densidade de fluxo obtida experimentalmente e numericamente considerando dois domínios, para o bloco paralelepipedico danificado.	69
Figura 6.8 – Superfície do erro quadrático entre as duas densidades de fluxo apresentadas na aproximação a dois domínios, para o bloco paralelepipedico danificado.....	70
Figura 6.9 – Evolução da raiz do erro quadrático médio com os valores da JC , para o bloco paralelepipedico intacto.....	70
Figura 6.10 – Comparação entre a densidade de fluxo obtida experimentalmente e numericamente, para o bloco paralelepipedico intacto.....	71
Figura 6.11 – Superfície do erro quadrático entre as duas densidades de fluxo apresentadas, para o bloco paralelepipedico intacto.....	71
Figura 6.12 – Comparação entre a densidade de fluxo obtida experimentalmente e numericamente considerando dois domínios, para o bloco paralelepipedico intacto.....	72
Figura 6.13 – Superfície do erro quadrático entre as duas densidades de fluxo apresentadas na aproximação a dois domínios, para o bloco paralelepipedico intacto.	72
Figura 6.14 – Evolução da raiz do erro quadrático médio com os valores da JC , para o bloco paralelepipedico intacto.....	73
Figura 6.15 – Comparação entre a densidade de fluxo obtida experimentalmente e numericamente, para o bloco cilíndrico.	73
Figura 6.16 – Superfície do erro quadrático entre as duas densidades de fluxo apresentadas, para o bloco paralelepipedico intacto.....	74

Índice de Tabelas

Tabela 2.1 – Temperatura crítica de alguns materiais supercondutores do tipo I [Lide, 2004].	8
Tabela 2.2 – Temperatura crítica de alguns materiais SAT.	23
Tabela 4.1 – Características dos blocos paralelepípedicos de Y-123 (dados do fabricante).	41
Tabela 5.1 – Características do bloco cilíndrico de Y-123 (dados do fabricante).	61

1 Introdução

1.1 Contexto e motivação

Os gregos desde o século VI antes de Cristo esfregavam bastões de âmbar em tecido para atrair objectos leves tais como pequenos pedaços de palha, algodão, entre outros. Tales de Mileto¹ é tido como o primeiro a fazer experiências científicas com o âmbar no sentido de tentar explicar o fenómeno da atracção. Em 1600, William Gilbert² estudou e publicou um livro que distinguia o fenómeno da atracção provocado pelo âmbar – mais tarde designado electricidade estática – e o fenómeno da atracção originado pela magnetite – chamado magnetismo. O termo electricidade, e todas as palavras a ele associadas, provêm do grego “elektron”, que designa o âmbar.

Em 1790, Luigi Galvani³, ao dissecar rãs e colocando-as em contacto com metais diferentes, observou que, mesmo depois de mortas, tinham uma reacção muscular, ao que chamou bioelectricidade. Em 1800, Alessandro Volta⁴ após uma discussão sobre a descoberta de Galvani - Volta não concordava com o facto de os músculos animais armazenarem electricidade e os metais apenas a conduzirem - realiza uma experiência que vem mostrar que a electricidade não estava nos animais, mas sim na diferença de potencial entre os metais. Na sequência, cria a primeira pilha eléctrica, a pilha de Volta, a qual era composta por discos de zinco e de cobre empilhados e separados por pedaços de tecido embebidos numa solução de ácido sulfúrico (correspondente ao fluído do corpo da rã). Esta pilha produzia uma corrente eléctrica contínua permanente, sendo apenas necessário ligar fios condutores às suas extremidades. Esta era uma fonte de electricidade mais fiel do que as máquinas de electricidade estática utilizadas até aí.

Em 1820, Hans Ørsted⁵, por acaso, observou que existe uma relação entre electricidade e magnetismo. Ao fazer passar uma corrente eléctrica por um fio condutor, reparou que a agulha de uma bússola na proximidade do fio mudava a sua orientação, sinónimo do aparecimento de um campo magnético à volta do fio. Passados 11 anos (1831), deu-se um avanço decisivo para a futura produção de energia eléctrica. Deveu-se ao contributo de Michael Faraday⁶, que, partindo dos experimentos de Ørsted, demonstrou que o contrário também era possível, isto é, através da variação de um campo magnético criar uma corrente eléctrica. Para criar essa corrente movimentou um íman, através de uma bobina. A prova da passagem da corrente foi dada de forma igual à

¹ Nasceu em Mileto (antiga colónia grega na Ásia Menor – actual Turquia), nascido por volta de 624 a.C. e falecido aproximadamente em 556 a.C.

² Médico da rainha da Inglaterra Isabel I, nascido em 1544 e falecido em 1603.

³ Médico e investigador italiano, nascido em 1737 e falecido em 1798.

⁴ Físico italiano, nasceu em 1745 e falecido em 1827.

⁵ Físico e químico dinamarquês, nasceu em 1777 e falecido em 1851.

⁶ Físico e químico inglês, nasceu em 1791 e falecido em 1867. É um dos cientistas mais influentes de todos os tempos.

experiência de Öersted, ou seja, a corrente ao passar no fio eléctrico fez mover o ponteiro de uma bússola.

Durante os séculos que se seguiram e sobretudo no século XX, surgiu uma grande vastidão de máquinas eléctricas. Este grande desenvolvimento das máquinas eléctricas (motores e geradores) originou também um grande desenvolvimento tecnológico. Actualmente quase todo o tipo de sistemas tem na sua constituição motores eléctricos, desde os processos domésticos aos processos industriais.

Com a descoberta do fenómeno da supercondutividade, por Heike Onnes⁷ em 1911, começou a analisar-se os fenómenos dos supercondutores, destacando-se a descoberta de que existem certos materiais que não apresentam qualquer resistência eléctrica abaixo de uma dada temperatura, tendo sido o primeiro material a ser estudado o mercúrio. Onnes verificou que à temperatura ambiente este apresentava uma dada resistência e quando submetido a uma temperatura muito baixa, aproximadamente 4,2 K, este apresentava uma resistência eléctrica quase nula, sendo estes os supercondutores de 1ª geração, tendo sido designados como supercondutores de baixa temperatura (SBT). A contínua investigação e desenvolvimento de novos materiais supercondutores fizeram com que até ao ano 2000 já se conseguissem materiais com uma temperatura de transição acima dos 77K, podendo este tipo de materiais ser arrefecido com azoto líquido, mais fácil de obter e menos dispendioso, quando comparado com o hélio, pertencendo este tipo de materiais supercondutores à 2ª geração, sendo designados como materiais supercondutores de alta temperatura (SAT). Os responsáveis pela descoberta deste tipo de materiais foram Bednorz⁸ e Müller⁹. É de salientar que os supercondutores de alta temperatura são de 2ª geração, mas que nem todos os supercondutores de 2ª geração são supercondutores de alta temperatura.

O desenvolvimento dos materiais supercondutores veio permitir a construção de uma variedade de dispositivos electromagnéticos de potência, como é o caso dos motores eléctricos. Este tipo de dispositivos apresenta um potencial incremento de rendimento, redução ou eliminação de matérias convencionais (ferromagnéticos) e consequentemente mais leves e compactos.

1.2 Objectivos

Dentro do contexto referido na secção anterior, o trabalho apresentado nesta dissertação tem como objectivo geral o desenho e construção de um motor síncrono linear todo supercondutor e o estudo do perfil de campo magnético em blocos supercondutores paralelepípedicos com dois domínios e blocos supercondutores cilíndricos com um domínio.

Para que o objectivo principal fosse alcançado, foram estabelecidos vários objectivos específicos:

⁷ Físico neerlandês, nascido em 1853 e falecido em 1926.

⁸ Físico alemão, nascido em 1950.

⁹ Físico suíço, nascido em 1927.

- Analisar e corrigir as limitações do motor síncrono linear (MSL) já existente.

O MSL todo supercondutor utilizado na dissertação tem por base uma investigação já iniciada, mas não concluída acerca do mesmo, o qual se apresentava incompleto e com algumas limitações. Deste modo pretende-se completar o mesmo e refazer toda a estrutura de modo a superar as limitações existentes.

- Análise das características inerentes a magnetos supercondutores de fluxo residual (*trapped-flux magnets*) com diferentes geometrias.

Desenvolver e implementar uma metodologia para determinar o perfil de campo magnético em blocos supercondutores paralelepípedicos com um e dois domínios e cilíndricos com apenas um domínio, utilizando para isso a ferramenta Matlab. Utilizar os perfis obtidos para simulação de diferentes comportamentos deste tipo de blocos SAT como:

- Dependência entre o valor máximo de campo ancorado num bloco, com a espessura do bloco;
 - Comparação do fluxo armazenado num bloco paralelepípedo com o de um bloco cilíndrico.
- Implementar um pequeno algoritmo capaz de calcular a densidade de corrente inerente num bloco supercondutor completamente magnetizado.

Calcular o mínimo erro quadrático médio entre o perfil de campo magnético obtido experimentalmente e o perfil de campo magnético obtido numericamente com a metodologia desenvolvida, fazendo para isso variar o valor da densidade de corrente desde um valor mínimo a um máximo e calculando em cada iteração o erro. Ao mínimo erro ocorrido corresponderá a densidade de corrente que melhor iguala os perfis.

Uma vez que para blocos paralelepípedicos com dois domínios existem três densidades de corrente envolvidas, serão utilizados algoritmos genéticos (AG) para a minimização do erro.

- Comparação dos perfis de campo magnético obtidos experimentalmente com os obtidos numericamente através da metodologia desenvolvida.

1.3 Sumário do trabalho desenvolvido

O trabalho desenvolvido na presente dissertação estendeu-se muito além dos objectivos propostos, como é comum neste tipo de trabalhos. Deste modo o trabalho pode ser dividido nas seguintes etapas (é de salientar que o trabalho desenvolvido não foi realizado rigidamente segundo a ordem discriminada):

- Revisão bibliográfica sobre a supercondutividade, com especial destaque aos supercondutores do tipo II de alta temperatura (YBCO), os quais foram utilizados na presente dissertação, incluído a modelização de supercondutores SAT e técnicas de magnetização.
- Desenho e construção de um MSL todo supercondutor, isto é, sem materiais electromagnéticos convencionais, como ferro e cobre.
- Desenvolvimento de uma metodologia de determinação do perfil de campo magnético ancorado em magnetos supercondutores de fluxo residual (*trapped-flux magnets*) quer paralelepípedicos com um e dois domínios, quer cilíndricos com apenas um domínio, utilizando para isso a ferramenta Matlab.
- Utilização do perfil anterior para simulação de um conjunto de resultados em blocos supercondutores.
- Desenvolvimento de uma aplicação capaz de determinar o mínimo erro quadrático médio entre o perfil de campo obtido experimentalmente e obtido numericamente através da metodologia desenvolvida. Para o caso dos blocos paralelepípedicos com dois domínios, a aplicação faz uso de algoritmos genéticos para a determinação do mínimo erro quadrático médio. A minimização do erro quadrático médio permite determinar as densidades de corrente envolvidas num bloco supercondutor.
- Montagem experimental de um sistema de magnetização por impulso com base em bobinas de núcleo de ar, capaz de magnetizar qualquer um dos supercondutores em estudo (paralelepípedicos ou cilíndrico).
- Magnetização e aquisição dos perfis de campo ancorado nos blocos supercondutores em estudo, na Escuela de Ingenierias Industriales, Universidad de Extremadura – Badajoz (Spain).
- Análise dos resultados obtidos.
- Comparação dos resultados obtidos experimentalmente com os resultados obtidos numericamente através da metodologia desenvolvida.
- Determinação das densidades de corrente inerentes num bloco supercondutor completamente magnetizado.

1.4 Contribuições

As contribuições decorrentes com a elaboração desta dissertação são:

- Adaptação da estrutura de um MSL com armadura e excitação constituídas por SAT, sem materiais ferromagnéticos ou condutores convencionais.
- Desenvolvimento de uma metodologia de análise numérica de supercondutores paralelepípedicos com um e dois domínios e supercondutores cilíndricos com um único domínio.
- Desenvolvimento de uma aplicação capaz de determinar as densidades de correntes num bloco supercondutor completamente magnetizado, com um ou dois domínios, utilizado para o último caso AG na sua determinação.
- Estudo comparativo do comportamento de blocos supercondutores paralelepípedicos e cilíndricos com o mesmo volume.

1.5 Estrutura da dissertação

A presente dissertação encontra-se organizada em sete capítulos, além do presente de Introdução, sendo os primeiros dois, um estudo sobre o estado da arte, tal como descrito de seguida.

- Conceitos de Supercondutividade

Como referido, este capítulo compreende um estudo sobre o estado da arte relativamente ao conceito de Supercondutividade. No entanto e tratando-se de um assunto multidisciplinar, envolvendo conhecimentos diversos, o presente capítulo foi dividido em diversas etapas.

Inicia-se com uma perspectiva histórica relativamente a supercondutividade, seguindo-se para as propriedades inerentes aos materiais supercondutores. É apresentada uma evolução das teorias acerca da supercondutividade sendo esta feita de forma cronológica. Embora o número de teorias acerca do tema tenha uma imensa vastidão e embora o estudo tenha compreendido um grande número dessas teorias, foram apenas relatadas as três teorias mais relevantes para o contexto da dissertação.

De seguida são apresentados os tipos de supercondutores sendo dada uma maior ênfase aos supercondutores do tipo II, uma vez que são os utilizados na dissertação, sendo esmiuçadas as suas características. Por fim é apresentada a estrutura de um supercondutor SAT, o YBCO, uma vez que foi o utilizado na presente dissertação.

- Magnetização nos supercondutores

Neste capítulo é dada continuidade ao estudo sobre o estado da arte, desta vez focando-se na temática da modelização de supercondutores. Compreende os modelos macroscópicos que melhor descrevem os supercondutores do tipo II (nomeadamente os SAT), sendo eles o modelo de Bean e o modelo pilha de areia.

Por fim foi apresentada uma técnica de magnetização de supercondutores, a magnetização por impulso, a qual foi utilizada na presente dissertação.

- Motor Linear Todo Supercondutor

Neste capítulo é apresentada a estrutura do MSL supercondutor onde a ausência de materiais ferromagnéticos é verificada. Embora o MSL não fosse o objectivo alvo da dissertação, tal fazia parte dos objectivos propostos uma vez que utiliza os supercondutores em estudo no núcleo da dissertação. O estudo relacionado com o MSL é alvo principal de uma dissertação desenvolvida em parceria com a presente.

- Magnetização

Neste capítulo é apresentado o sistema de magnetização por impulso utilizado e a modelização do fluxo ancorado através do modelo pilha de areia, com base na lei de Biot-Savart. Com base nessa modelização foi desenvolvida uma aplicação capaz de obter o perfil de campo magnético ancorado num supercondutor paralelepipedico com um e dois domínios e num supercondutor cilíndricos com um único domínio, e a qual é apresentada neste mesmo capítulo. Foi ainda desenvolvido um código capaz de calcular o mínimo erro quadrático médio entre o perfil de campo magnético obtido numericamente e obtido experimentalmente para um supercondutor com um único domínio e deste modo determinar a sua densidade de corrente. Para supercondutores paralelepipedicos com dois domínios (como os utilizados) foram utilizados AG para o cálculo das três densidades de correntes inerentes. Deste modo foi ainda apresentada uma breve explicação dos AG.

- Análise de resultados

É realizada a apresentação e análise dos resultados obtidos experimentalmente e é feita uma discussão acerca desses mesmos resultados. Uma vez que os supercondutores em estudo apresentavam um, dois e três domínios, foi necessário realizar um conjunto de aproximações, a um e a dois domínios, para a determinação das densidades de correntes inerentes à magnetização dos supercondutores.

- Conclusões Finais e Trabalho Futuro

É apresentada uma reflexão acerca do trabalho desenvolvido na dissertação e um conjunto de caminhos futuros a percorrer.

2 Conceitos de Supercondutividade

Este capítulo será iniciado com uma introdução e perspectiva histórica acerca da supercondutividade. Serão descritos, de forma tão sucinta quanto possível, os materiais supercondutores do tipo I e do tipo II, sendo dada uma maior importância aos materiais supercondutores de alta temperatura, uma vez que se trata dos materiais utilizados na presente dissertação.

2.1 Perspectiva Histórica

Com a realização da liquefação do hélio a uma temperatura de 4,22 K (-269 °C), em 1908, Heike Kamerlingh Onnes (Figura 2.1) na Universidade de Leyden, Holanda, constatou que a resistência eléctrica das substâncias a baixas temperaturas (perto do zero absoluto¹⁰), desaparecia abruptamente. Heike Onnes, medindo a resistividade do mercúrio¹¹ verificou que esta não diminuía de forma linear com a temperatura e apresentava uma queda abrupta a uma temperatura de 4,15 K (Figura 2.2).



Figura 2.1 – Heike Kamerlingh Onnes (1853-1926) – Recebeu em 1913 o prémio Nobel da física pela pesquisa sobre as propriedades da matéria a baixas temperaturas e pela concepção de hélio líquido.
[imagem de “The Nobel Foundation”]

Em 1911, Heike Onnes descobriu desta forma a existência de um novo estado, estado esse onde os materiais não apresentavam praticamente nenhuma resistência eléctrica, o qual denominou de *Supercondutividade*. O valor de temperatura na qual se verificava a transição do estado da matéria, denominou-se temperatura crítica. (T_c).

¹⁰ Zero absoluto: 0 K, -273,15 °C ou -456,60 °F.

¹¹ Mercúrio era o metal mais utilizado na ciência antiga por se tratar do metal mais puro até então.

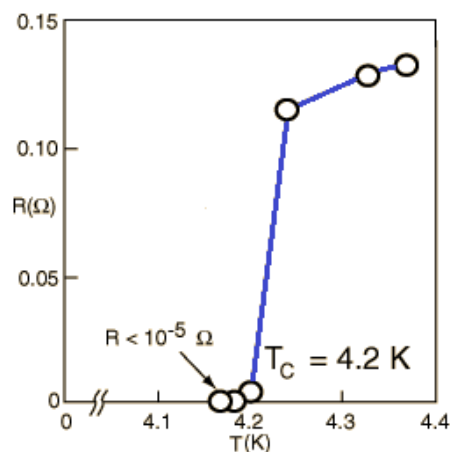


Figura 2.2 – Curva resistência – temperatura do mercúrio.

Com o contínuo estudo dos materiais supercondutores, Heike Onnes descobre que o estado supercondutor desaparecia ao serem ultrapassados certos valores críticos, além da temperatura crítica, como o campo magnético crítico (H_c) e a densidade de corrente crítica (J_c), sendo estas as propriedades intrínsecas que caracterizam cada material.

Devido à temperatura de operação, este tipo de materiais supercondutores foram denominados de supercondutores de baixa temperatura ou de 1ª geração (tipo i), sendo caracterizados, teoricamente, por possuir uma transição abrupta para o estado supercondutor e uma temperatura de transição baixa, entre 4 K e 30 K. Na Tabela 2.1, são apresentadas as temperaturas críticas para alguns desses materiais.

Material	Temperatura Crítica (K)
Zn	0,88
Al	1,19
Hg	4,15
La	5,91
Pb	7,19
Nb	9,46

Tabela 2.1 – Temperatura crítica de alguns materiais supercondutores do tipo I [Lide, 2004].

Uma primeira aproximação para entender o fenômeno da supercondutividade foi baseada nas equações de Maxwell para um condutor perfeito.

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} \quad (2.1)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (2.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \quad (2.4)$$

Considerando as seguintes relações constitutivas:

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (2.5)$$

$$\mathbf{D} = \varepsilon \mathbf{E} \quad (2.6)$$

Onde, \mathbf{H} é o vector de campo magnética, \mathbf{B} o vector de densidade fluxo magnético, \mathbf{E} o vector campo eléctrico, \mathbf{J} o vector densidade de corrente, \mathbf{D} o vector de indução eléctrica, ρ a resistividade ($\rho = 0$, para um condutor perfeito), ε a permitividade eléctrica e μ a permeabilidade magnética.

Considerando, numa primeira aproximação, os supercondutores como um condutor perfeito, ou seja, como um material com resistividade nula, vem segundo a lei de Ohm:

$$\mathbf{E} = \rho \mathbf{J} \quad (2.7)$$

Com a resistividade ρ a tender para zero (resistividade nula), o campo eléctrico dado pela equação (2.4) deve ser nulo, o que implica $\mathbf{E} = 0$ na equação (2.3), e deste modo:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad (2.8)$$

Integrando agora a equação (2.8), obtém-se:

$$\mathbf{B} = B_0 = \text{Cte} \quad (2.9)$$

Para um condutor perfeito, a equação (2.9), mostra que quando a indução magnética for igual a zero, então se a temperatura for abaixo da temperatura crítica, ela deve permanecer nula e o condutor perfeito exclui o fluxo magnético do seu interior. No entanto considerando agora que a constante B_0 seja diferente de zero, então ela deve permanecer com o mesmo valor quando a temperatura for abaixo da temperatura crítica, ou seja, não ocorrerá exclusão de fluxo no interior do condutor perfeito.

Conforme se pode observar, as equações de Maxwell para um condutor perfeito não são suficientes para descrever o fenómeno da supercondutividade [Costa, 2005].

2.2 Propriedades da supercondutividade

Como observado por Heike Onnes em 1911, a primeira propriedade associada a um material supercondutor, foi a ausência de resistividade eléctrica. Contudo, outra propriedade essencial, o efeito Meissner, revelou-se fundamental para que fosse possível distinguir um supercondutor de um condutor perfeito.

2.2.1 Resistividade nula e correntes persistentes

Como exposto anteriormente, determinadas materiais adquirem uma resistividade praticamente nula quando arrefecidos abaixo de uma certa temperatura crítica (Tabela 2.1), ao contrário do que acontece com os condutores convencionais. Sendo nula a resistividade, a equação (2.7) só mantém a sua consistência, se ocorrer $\mathbf{E} = 0$, como visto anteriormente. Essa ocorrência permite que haja uma corrente finita no interior do supercondutor. No entanto, na prática é difícil garantir que a resistividade seja exactamente nula. Uma evidência dessa ocorrência provém do estabelecimento de correntes persistentes num supercondutor, que se estabelecem do seguinte modo.

Considerando um anel supercondutor sujeito a um campo magnético \mathbf{H} , o fluxo ϕ que atravessa a superfície delimitada pelo anel é:

$$\phi = \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{s} \quad (2.10)$$

A lei de Faraday, garante que a variação do fluxo magnético é simplesmente a circulação do campo eléctrico num circuito fechado (anel):

$$\frac{d\phi}{dt} = - \oint_c \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} \quad (2.11)$$

Sendo nula a resistividade, então $\mathbf{E} = 0$ no interior do supercondutor e deste modo da equação (2.11) sai que:

$$\frac{d\phi}{dt} = 0 \quad (2.12)$$

Conclui-se assim que o fluxo de campo magnético permanece constante, implicando que a corrente persistente no supercondutor se mantenha constante, desde que este permaneça no estado de supercondutor.

A verificação que esta corrente permanece durante muito tempo (anos), constitui um melhor indício de que a resistividade é praticamente nula.

2.2.2 Efeito Meissner

Em 1933, dois cientistas alemães, Walther Meissner e Robert Ochsenfeld (Figura 2.3) demonstraram experimentalmente que um condutor perfeito não representa as condições de um supercondutor.



Figura 2.3 – Walther Meissner e Robert Ochsenfeld.
[imagem de www.superconductors.org/History.htm]

Num supercondutor, um campo magnético externo (inferior ao campo crítico H_C) cria correntes persistentes, que excluem o campo magnético aplicado, ou seja, o fluxo magnético permanece constante no seu interior (neste caso $\phi = 0$). Este fenómeno é conhecido como diamagnetismo perfeito e é muitas vezes referido como o “efeito Meissner”. É ele que distingue o supercondutor de um condutor perfeito, ou seja, a exclusão total do campo magnético no seu interior, razão pela qual a resistividade nula não é suficiente para descrever o efeito Meissner. A Figura 2.4, mostra a diferença entre um supercondutor e um condutor perfeito.

Para que tal seja possível é no entanto necessário que o campo magnético aplicado não ultrapasse um certo valor crítico, H_C , a partir do qual a supercondutividade é destruída. Deste modo, no interior do supercondutor ter-se-á a seguinte densidade de fluxo:

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{H} + \mathbf{M}) \quad (2.13)$$

Uma vez que não existe campo no interior, resulta que $B = 0$, e assim sendo,

$$\mathbf{M} = -\mathbf{H} \quad (2.14)$$

Isto é, da definição de susceptibilidade, χ_m :

$$\mathbf{M} = \chi_m \cdot \mathbf{H} \quad (2.15)$$

vem que $\chi_m = -1$, ou seja, a um diamagnetismo perfeito.

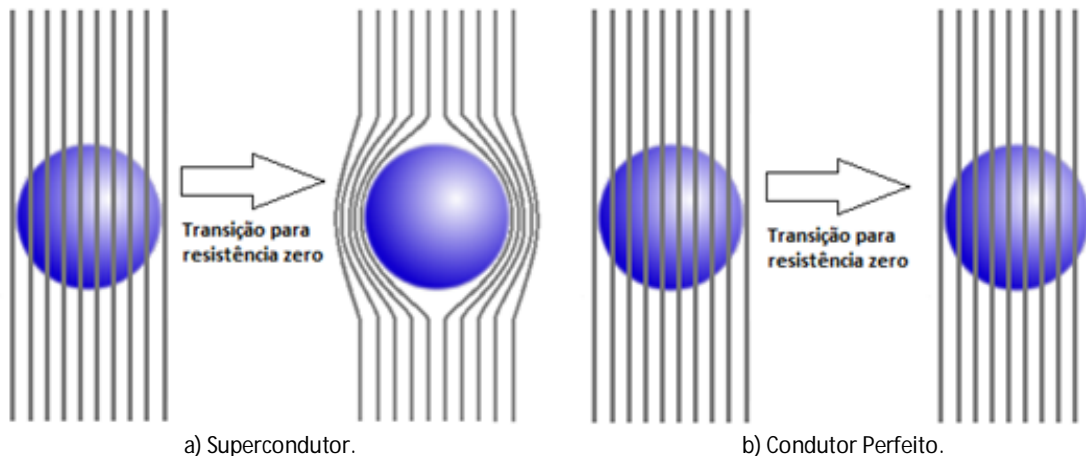


Figura 2.4 – Diferença do comportamento entre um Supercondutor e um Condutor Perfeito. [adaptado a partir de <http://pt.wikipedia.org/wiki/Supercondutividade>]

O efeito Meissner resulta do estabelecimento de correntes de blindagem no supercondutor. Verificou-se posteriormente que estas correntes se estabelecem numa camada superficial do material como será descrito mais à frente.

2.3 A Evolução das Teorias

Nesta secção serão descritas, de forma cronológica, algumas das principais teorias que descrevem de forma micro ou macroscópica a supercondutividade.

2.3.1 Teoria de London e Profundidade de Penetração

Como visto anteriormente, as equações de Maxwell por si só não são suficientes para descrever o fenómeno da supercondutividade. Em 1934, os irmãos Fritz e Heinz London, apresentaram um conjunto de equações que sintetizam a diferença entre um diamagnetismo perfeito e a resistividade nula de um condutor ideal. Tais resultados foram obtidos a partir das equações de Maxwell [London, 1935].

Uma vez que num material supercondutor os electrões em movimento não encontram resistência, então sendo mantido um campo eléctrico \mathbf{E} constante nesse material, os electrões ficam sujeitos a uma aceleração devido a acção desse campo dada por:

$$m \frac{d\mathbf{v}_s}{dt} = e\mathbf{E} \quad (2.16)$$

onde \mathbf{v}_s é o vector velocidade dos electrões, e a carga do electrão e m a massa do electrão.

Se existirem n_s electrões em movimento, por unidade de volume, com uma velocidade \mathbf{v}_s , então ter-se-á uma densidade de corrente:

$$\mathbf{J} = n_s e \mathbf{v}_s \quad (2.17)$$

Substituindo (2.16) em (2.17), vem:

$$\frac{d\mathbf{J}}{dt} = \frac{n_s e^2}{m} \mathbf{E} \quad (2.18)$$

Recorrendo agora a Lei de Faraday, obtém-se:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{d\mathbf{B}}{dt} \quad (2.19)$$

Substituindo agora (2.18) em (2.19), integrando a equação (2.19) e com base num conjunto regras, resulta:

$$\left(\frac{m}{n_s e^2}\right) \nabla \times \mathbf{J} = -\mathbf{B} \quad (2.20)$$

Pela Lei de Ampere $\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}$, ou reescrito de outra forma,

$$\mathbf{J} = \frac{1}{\mu_0} \nabla \times \mathbf{B} \quad (2.21)$$

que substituindo em (2.20), resulta em:

$$\left(\frac{m}{\mu_0 n_s e^2}\right) [\nabla \times \nabla \times \mathbf{B}] = -\mathbf{B} \quad (2.22)$$

Utilizando a igualdade vectorial $\nabla \times \nabla \times \mathbf{F} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{F}) - \nabla^2 \mathbf{F}$ e lembrando que $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, a equação (2.22) pode ser reescrita da seguinte forma:

$$\nabla^2 \mathbf{B} = \left(\frac{\mu_0 n_s e^2}{m}\right) \mathbf{B} \quad (2.23)$$

Simplificando, tem-se:

$$\nabla^2 \mathbf{B} = \frac{1}{\lambda_L^2} \mathbf{B} \quad (2.24)$$

Onde λ_L é designado **profundidade de penetração**.

2.3.2 Teoria de Ginzburg – Landau: Comprimento de Coerência e parâmetro GL

Em 1950 Vitaly Ginzburg e Lev Landau propuseram uma outra teoria para compreender o fenómeno da supercondutividade, integrando electrodinâmica, mecânica quântica e propriedades termodinâmicas dos materiais supercondutores [Ginzburg, 1965].

Esta teoria parte do pressuposto que:

1. Existe um parâmetro de ordem ψ que vale: $\begin{cases} \psi = 0, \text{ para } T > T_c, \\ \psi \neq 0, \text{ para } T < T_c, \end{cases}$
2. A energia livre pode ser expandida em potência de ψ ;
3. Os coeficientes de expansão são funções da temperatura T .

Deste modo e segundo as três suposições anteriores, a energia livre por unidade de volume em um material supercondutor, pode ser escrita em termos de parâmetros de ordem como:

$$F_s = F_n + \alpha(T)|\psi|^2 + \frac{\beta(T)}{2}|\psi|^4 + E_{cin} + \delta_{E.mag} \quad (2.25)$$

onde $|\psi(\mathbf{r})|^2 = n_s(\mathbf{r})$ é a densidade de portadores de cargas no estado supercondutor, F_s a energia no estado supercondutor, F_n a energia no estado normal, α e β dois parâmetros fenomenológicos, E_{cin} a energia cinética e $\delta_{E.mag}$ a densidade volumétrica de energia magnética.

Os coeficientes α e β , de acordo com a hipótese 3 tem as seguintes propriedades:

$$\begin{cases} \alpha(T) < 0, \text{ para } T < T_c \\ \alpha(T) = 0, \text{ para } T = T_c \end{cases} \quad (2.26)$$

$$\alpha(T) = 0, \text{ para } T = T_c \quad (2.27)$$

Na equação (2.25), o termo da energia cinética surge devido ao movimento dos portadores de cargas na presença de um campo magnético, da seguinte forma:

$$E_{cin} = \frac{1}{2m^*} [(-j\hbar\nabla - 2e\mathbf{A})\psi]^2 \quad (2.28)$$

onde \mathbf{A} é o potencial vector, \hbar a constante reduzida de Planck¹², $m^* = 2m$ é a massa efectiva dos portadores de cargas supercondutoras.

Uma vez que o campo magnético aplicado contribui para a magnetização, é também necessária a contribuição da densidade volumétrica de energia armazenada no campo magnético, como representado na equação (2.25), sendo esta dada por:

$$\delta_{E.mag} = \frac{1}{2\mu_0} B^2 \quad (2.29)$$

Substituindo as equações (2.28) e (2.29) em (2.25), obtém-se a densidade de energia livre do estado supercondutor na aproximação de *Ginzburg-Landau*.

$$F_s = F_n + \alpha(T)|\psi|^2 + \frac{\beta(T)}{2}|\psi|^4 + \frac{1}{2m^*} [(-j\hbar\nabla - 2eA)\psi]^2 + \frac{1}{2\mu_0} B^2 \quad (2.30)$$

Sendo a energia total do estado supercondutor, o integrar da equação (2.30) no volume de toda a região supercondutora.

Uma vez que a densidade de cargas supercondutoras não pode variar abruptamente no espaço, isto é, existe uma distância sobre a qual $|\psi|^2$ cresce de zero (a partir da fronteira do material supercondutor) até ao valor da densidade no material, a teoria *Ginzburg-Landau* introduz uma outra dimensão característica do material supercondutor – **Comprimento de Coerência** ξ .

$$\xi^2 = \frac{\hbar^2}{2m^*|\alpha|} \quad (2.31)$$

Na próxima secção será evidenciado a existência de dois tipos de supercondutores e uma das maneiras de caracterizá-los é através da Profundidade de Penetração de London λ_L e do Comprimento de Coerência ξ . A razão entre a profundidade de penetração e o comprimento de coerência define o parâmetro GL da teoria Ginzburg-Landau:

$$\kappa = \frac{\lambda_L}{\xi} \quad (2.32)$$

¹² Constante fundamental da Física, utilizada para descrever o tamanho dos quanta. $\hbar = h/2\pi$, onde $h = 6,626 \times 10^{-34} \text{ J.s}$ é a constante de Planck e \hbar a constante reduzida de Planck por um factor 2π .

2.3.3 Teoria BCS: Pares de Cooper

A teoria BCS (1957) é a primeira formulação quântica para explicar a supercondutividade. Ela tomou essa designação, em referência aos seus três autores: John Bardeen, Leon Cooper e Robert Schrieffer [Poole, 2007].

O princípio básico por detrás desta teoria é a existência de uma atracção entre pares de electrões, através de uma rede cristalina de cатиões. Com esta interacção será criado um estado mais estável que os estados fundamentais dos metais.

Ao passar pela rede cristalina, o electrão causa uma polarização local transferindo assim um momento linear para a rede, uma vez que existe uma distorção desta que se propaga como uma onda ao longo da estrutura. Um segundo electrão ao passar por essa região será atraído pelas cargas induzidas pelo primeiro electrão, recebendo da rede um acréscimo de momento. Com isto existe uma transferência de momento através da rede cristalina. Os pares de electrões que participam desta interacção são denominados de pares de Cooper (Figura 2.5), sendo portadores de uma carga do estado supercondutor:

$$q_s = 2e \quad (2.33)$$

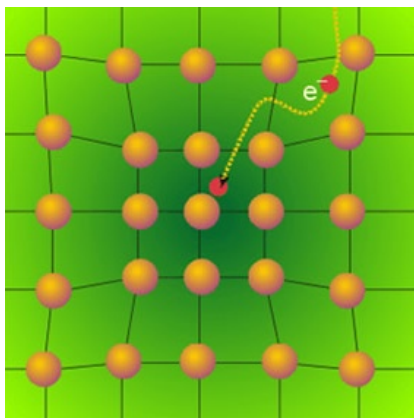


Figura 2.5 – Comportamento dos pares de Cooper numa rede cristalina. [imagem de <http://www.textoscientificos.com/quimica/inorganica/enlace-metales/superconductores>]

A teoria BCS é apenas valida para metais, sendo que para o novo tipo de materiais supercondutores (cerâmicos), não existe ainda uma teoria definitiva [Costa, 2005].

2.4 Tipos de Supercondutores

Resumidamente, a supercondutividade está estreitamente dependente de três factores:

1. é necessário que o material seja arrefecido a uma temperatura abaixo da temperatura crítica, T_C ;
2. o mesmo não pode ser sujeito a um campo magnético superior ao campo magnético crítico, H_C ;
3. existe um valor máximo de densidade de corrente (densidade de corrente crítica), a partir do qual o material perde as propriedades de supercondutor, J_C .

Estas três grandezas não são independentes, antes pelo contrário, relacionam-se através de um diagrama de espaço de fases $T - J - H$ (Figura 2.6).

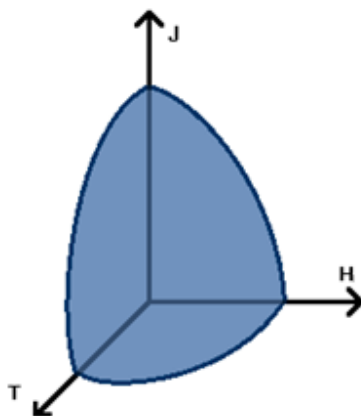


Figura 2.6 – Espaço de fases $T - J - H$. O material tem propriedades supercondutoras dentro do volume indicado.

Como explicado anteriormente, para os materiais supercondutores do tipo I, não existe penetração de fluxo magnético no seu interior, verificando-se somente uma penetração superficial de fluxo no supercondutor que dá origem a um escudo protector na superfície do supercondutor devido à indução de correntes de blindagem, que induzem fluxos antagónicos, anulando o fluxo no supercondutor, evidenciando um diamagnetismo perfeito caracterizado pelo efeito Meissner.

O contínuo estudo deste tipo de materiais mostrou que o comportamento de muitas ligas e alguns dos metais condutores são complexos e individuais, tanto na temperatura crítica mais elevada que apresentam, como na maneira como é afectado o estado supercondutor na presença de um campo magnético ou densidade de corrente. Nestes, ao contrário dos materiais de tipo I, a transição do estado normal para o estado supercondutor não é abrupta, mas sim gradual, surgindo um novo estado, denominado estado misto, onde coexistem ambos os estados normal e supercondutor e existe uma penetração de fluxo quantizado por meio de vórtices no interior do material supercondutor. Este tipo de supercondutores foi designado por supercondutores tipo II.

Uma das maneiras mais simples de diferenciar supercondutores do tipo I e supercondutores do tipo II, consiste na comparação da ordem de grandeza do Comprimento de Penetração de London λ_L e do Comprimento de Coerência ξ . Mais simplesmente, para um supercondutor do tipo I, $\lambda_L \ll \xi$, o que implica $\kappa < 1$, verificando-se exactamente o contrário para um supercondutor do tipo II. Isto faz com que o campo H vá a zero muito mais rápido do que o crescimento de ψ .

O efeito Meissner Total é obedecido somente no supercondutor do tipo I, pois no tipo II o campo magnético H não se anula rapidamente à medida que penetra no supercondutor, podendo deste modo suportar um campo crítico mais elevado, assim como uma temperatura crítica.

2.4.1 Supercondutores do tipo II

O gráfico da Figura 2.7 apresenta uma comparação entre os dois tipos de supercondutores. No supercondutor do tipo I, existe apenas um campo magnético crítico (H_c), a partir do qual a supercondutividade é destruída. Para o supercondutor do tipo II, existem dois valores de campo magnético crítico (H_{c1} e H_{c2}).

Até H_{c1} , o supercondutor encontra-se no estado Meissner, isto é, existe um diamagnetismo perfeito sendo o fluxo expulso completamente do supercondutor. Entre os campos magnéticos H_{c1} e H_{c2} , o fluxo não é expulso completamente do supercondutor, existindo uma penetração quantizada de fluxo (Figura 2.8). Esta região é chamada de Estado Misto. Para valores de campo magnético superiores a H_{c2} , a supercondutividade é destruída, transformando-se o supercondutor num condutor normal.

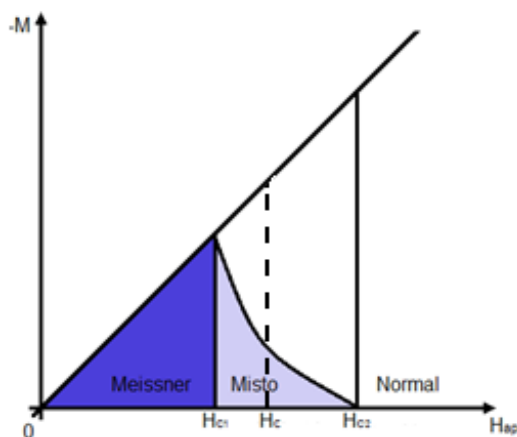


Figura 2.7 – Comparação entre a magnetização de um supercondutor do tipo I e tipo II. O supercondutor do tipo I apenas se encontra no estado supercondutor para um valor de campo magnético entre 0 e H_c , existindo um diamagnetismo perfeito. O supercondutor do tipo II apresenta dois estados. Para um valor de campo magnético entre 0 e H_{c1} , apresenta do mesmo modo um diamagnetismo perfeito, mas para valores entre H_{c1} e H_{c2} , encontra-se no estado misto, onde existe uma penetração de fluxo quantizado por meio de vórtices.

A evolução qualitativa do campo magnético em função da temperatura para um supercondutor do tipo II, encontra-se representada no gráfico da Figura 2.9.

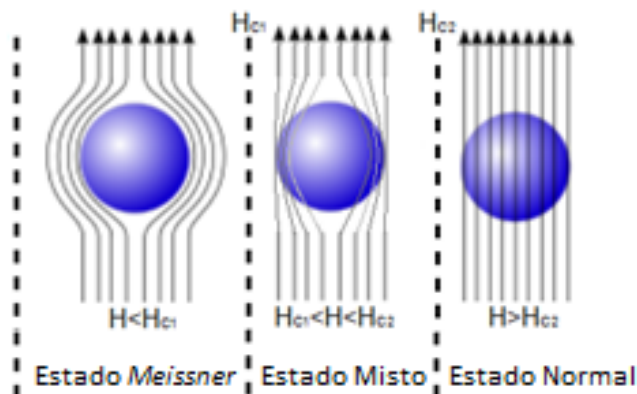
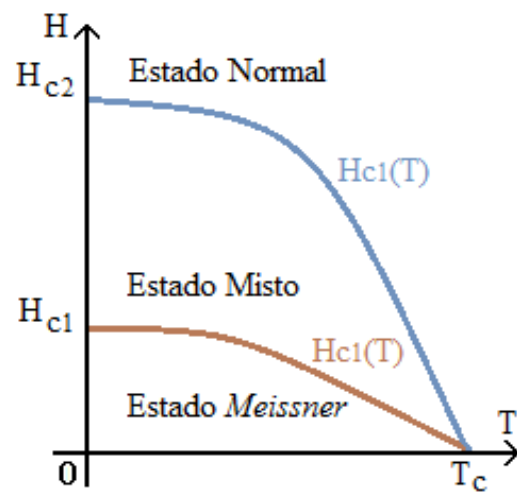


Figura 2.8 – Magnetização em um supercondutor do tipo II. [adaptado a partir de <http://pt.wikipedia.org/wiki/Supercondutividade>]

Figura 2.9 – Campo magnético crítico em função da temperatura.



2.4.1.1 Estado misto

Quando um supercondutor do tipo II, se encontra no estado misto, isto é $H_{c1} < H_{ap} < H_{c2}$ onde H_{ap} é o campo aplicado, o fluxo aparece distribuído por unidade quânticas denominadas de **vórtices** ou **fluxóides**, que penetram no supercondutor desde a periferia, como ilustrado na Figura 2.10.

A cada vórtice está associado, um e um só, quantum de fluxo Φ_0 , dado por [Tinkham, 1996]:

$$\Phi_0 = \frac{h}{2|e|} = 2,068 \times 10^{-15} \text{ Wb} \quad (2.34)$$

onde h é a constante de Planck ($h = 6,626 \times 10^{-34} \text{ J.s}$) e e a carga do electrão.

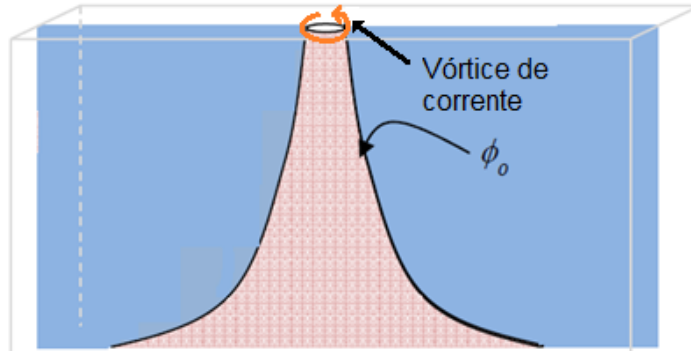


Figura 2.10 - Penetração do fluxo dentro de um supercondutor por meio de um vórtice (adaptado a partir de [Inácio, 2008]).

Os quanta de fluxo penetram no material suportados por correntes turbilhonares de pares de Cooper, como representado na Figura 2.10. Nesta situação, verifica-se a coexistência entre a fase normal, no centro do vórtice, e a fase supercondutora, no espaço circundante, razão pela qual o presente estado se designa por estado misto [Pina, 2010].

2.4.1.2 Ancoramento de fluxo

Cada quantum de fluxo ao penetrar no supercondutor fica sujeito a uma força de Lorentz, cujo sentido é perpendicular à corrente, e apresenta uma densidade por unidade de comprimento dada por,

$$\mathbf{F}_L = \mathbf{J}_{tr} \times \Phi_0 \quad (2.35)$$

onde \mathbf{J}_{tr} é o vector densidade de corrente de transporte e Φ_0 o vector cujo módulo tem valor de um fluxóide e direcção da densidade de fluxo no centro do vórtice (Figura 2.11).

Considerando um supercondutor puro, o fluxóide move-se com velocidade \mathbf{v} , por acção da força de Lorentz (2.35), induzindo assim um campo eléctrico,

$$\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \mathbf{v} \quad (2.36)$$

Considerando ainda que a densidade de corrente de transporte e de fluxo são perpendiculares, então o campo eléctrico resultante é paralelo à densidade de corrente, levando assim a que existam as seguintes perdas de Joule por volume do supercondutor:

$$P_j = \int_{V_{sc}} (\mathbf{J}_{tr} \cdot \mathbf{E}) dv \quad (2.37)$$

Deste modo, para um supercondutor puro, a partir do momento em que existe penetração de fluxo, qualquer corrente de transporte leva ao aparecimento de perdas ôhmicas.

Dito de outra forma, a corrente crítica (corrente a partir da qual o material começa a apresentar resistência) tende a anular-se.

No entanto nos supercondutores reais, ao contrário dos puros, o deslocamento de vórtices é evitado pela existência de heterogeneidades no material – centros de ancoramento¹³. Basicamente, estes centros de ancoramentos, consistem em defeitos, limites de grão, lacunas, impurezas ou fases não supercondutoras. Deste modo, o ancoramento de apenas alguns fluxoides permite elevar a corrente de transporte, uma vez que toda a rede fica ancorada.

A corrente crítica é assim determinada pelas propriedades de ancoramento do material, e não existem perdas desde que a força de Lorentz seja inferior à força de ancoramento [Pina, 2010].

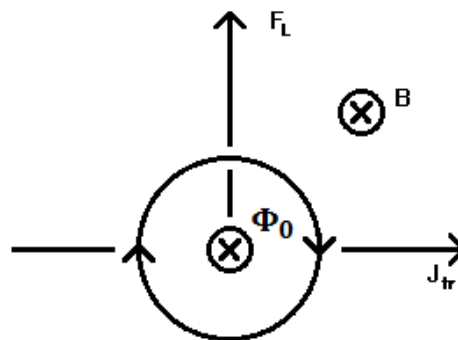


Figura 2.11 - Força de Lorentz desenvolvida devida à densidade de corrente e ao fluxo aplicado, sobre um vórtice.

A disposição dos vórtices num supercondutor do tipo II encontra-se representada na Figura 2.12, sendo possível verificar a disposição dos vórtices segundo uma estrutura hexagonal, designada de rede de Abrikosov [Abrikosov, 1957].

Considerando novamente um supercondutor do tipo II puro (sem centros de ancoramento), quando sujeito a um campo aplicado variável permite a penetração de campo, reconfigurando assim a malha da sua rede de Abrikosov (ajustando a distância entre vórtices). Deste modo, o campo penetra de forma uniforme no supercondutor e caso este seja extinto, também o será no interior do supercondutor.

¹³ Estes tipos de heterogeneidades podem ser naturais ou artificiais.

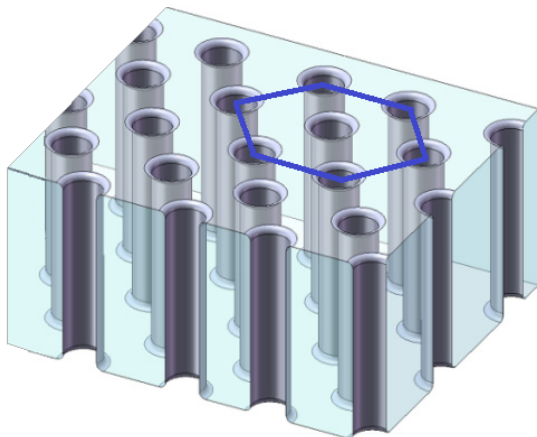
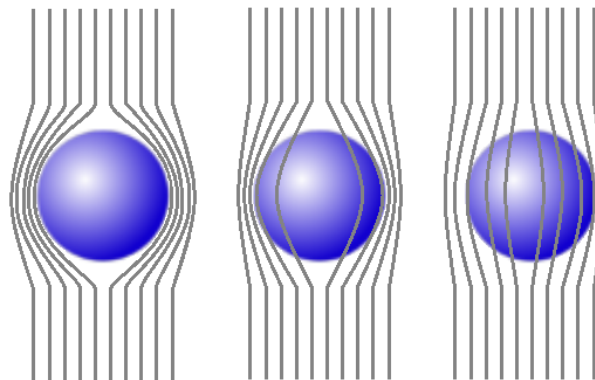


Figura 2.12 – Disposição dos vórtices num supercondutor do tipo II sujeito a um campo aplicado. Os vórtices formam uma rede de Abrikosov (adaptado a partir de [Inácio, 2008]).

Admitindo o mesmo supercondutor, mas agora com centros de ancoramento, quando sujeito a um outro campo aplicado crescente, então a partir do campo crítico inferior, será induzida a formação de vórtices no interior do material, perto da superfície. Devido às forças de repulsão entre eles, irão penetrar no interior do supercondutor ficando alojados em centros de ancoramento, sendo a rede reajustada de forma a atingir um balanço energético favorável. Uma vez que estes penetram no material a partir da sua periferia (Figura 2.10), a densidade de fluxo será mais elevada junto a superfície. A profundidade de penetração da densidade de fluxo a partir da fronteira do supercondutor, será tanto maior quanto menores forem as forças de ancoramento. A Figura 2.13 representa exactamente essa sequência.

Figura 2.13 – Penetração do fluxo num supercondutor com centros de ancoramento, sujeito a um campo aplicado crescente.



Se ao contrário da situação anterior, o campo aplicado for sendo progressivamente diminuído, então existirão vórtices junto à fronteira do supercondutor que irão sendo destruídos para, deste modo, acompanhar a diminuição do campo. Desta forma, irá existir uma inversão da densidade de corrente a partir da fronteira do supercondutor, que se propaga para o interior aquando da diminuição do fluxo, tal como representa a Figura 2.14. Uma vez extinto o campo exterior, obtém-se uma situação em que existem vórtices ancorados no

material do supercondutor, isto é, existe fluxo magnético suportado por correntes que fluem sem resistência eléctrica.

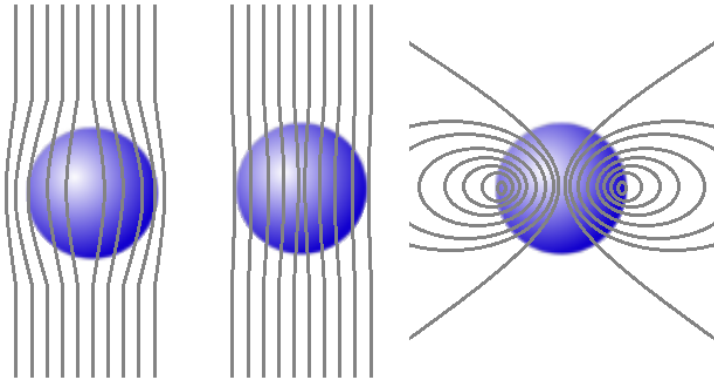


Figura 2.14 - Penetração do fluxo num supercondutor com centros de ancoramento, sujeito a um campo aplicado decrescente.

2.4.2 Supercondutores de Alta Temperatura – SAT

Já no início do ano 1987, dois investigadores da companhia IBM em Zurique, Suíça, Georg Bednorz e Alexander Müller (Figura 2.15) descobrem um novo tipo de material supercondutor baseado em compostos cerâmicos os quais ficaram conhecidos como “*supercondutores de alta temperatura*” – SAT (Tabela 2.1). Tal ocorrência deveu-se ao facto de, após 12 anos de investigação, encontrar em substância com uma temperatura crítica superior a 23,3 K¹⁴ cuja fórmula é $\text{La}_2\text{BaCuO}_4$.

Material	Temperatura Crítica (K)
$\text{BaLa}_4\text{Cu}_5\text{O}_{13,4}$	35
$\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$	92
$\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$	110
$\text{Tl}_2\text{Ba}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$	125
$\text{HgBa}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{8+x}$	133

Tabela 2.2 – Temperatura crítica de alguns materiais SAT.

Segundo alguns cientistas, um supercondutor é considerado de alta temperatura quando a temperatura à qual ocorre a transição é superior a 30 K, enquanto para outros um supercondutor é considerado de alta temperatura quando a sua temperatura crítica é superior ao ponto de ebulição do azoto (77 K) [Pina, 2010].

¹⁴ Nb_3Ge - Substância com mais alta temperatura até então encontrada (23,3 K).

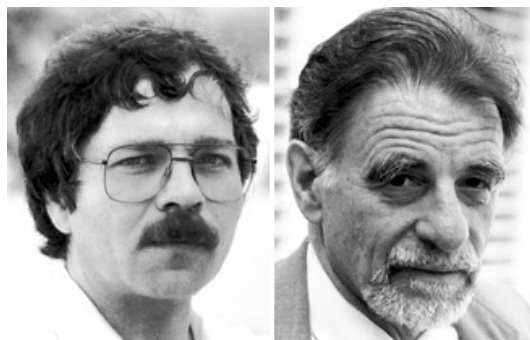


Figura 2.15 – Georg Bednorz e Alexander Müller. Em 1987, receberam em conjunto o prêmio Nobel da física, pelos seus importantes avanços na descoberta de supercondutores em materiais cerâmicos. [imagem de “The Nobel Foundation”]

Existem outros exemplos de materiais supercondutores SAT como é o caso do YBCO ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$), o qual apresenta uma temperatura crítica de 92 K, descoberto pelo investigador Paul Chu na Universidade de Houston em 1987 [King, 2008].

O gráfico da Figura 2.16 caracteriza a evolução dos materiais supercondutores até ao ano 2007.

Com a descoberta dos supercondutores de alta temperatura de transição, foi possível deixar de utilizar o hélio líquido (4,2 K) como meio criogénico e passar a utilizar azoto líquido (77 K), com os SAT cuja temperatura crítica é superior a 77 K. É de salientar que o preço de um litro de azoto líquido face ao hélio é da ordem das centenas de vezes mais barato, dado que o processo de obtenção de hélio líquido é bastante mais complexo comparativamente com o do azoto, assim como o nível de calor latente de vaporização¹⁵ que este apresenta, ser algumas ordens de grandeza superior ao do hélio [Chernoplekov, 2002].

Esta descoberta (SAT) fez com que o interesse pela supercondutividade fosse novamente reacendido, uma vez que a investigação se tornou mais barata devido ao preço do azoto face ao do hélio. Com isso sugeriram novas linhas de pesquisa tais como: armazenamento de energia, cabos de transmissão, motores, meios de transporte, entre outros.

¹⁵ Quantidade de calor por unidade de massa que uma substância deve adquirir, para passar do estado líquido ao gasoso.

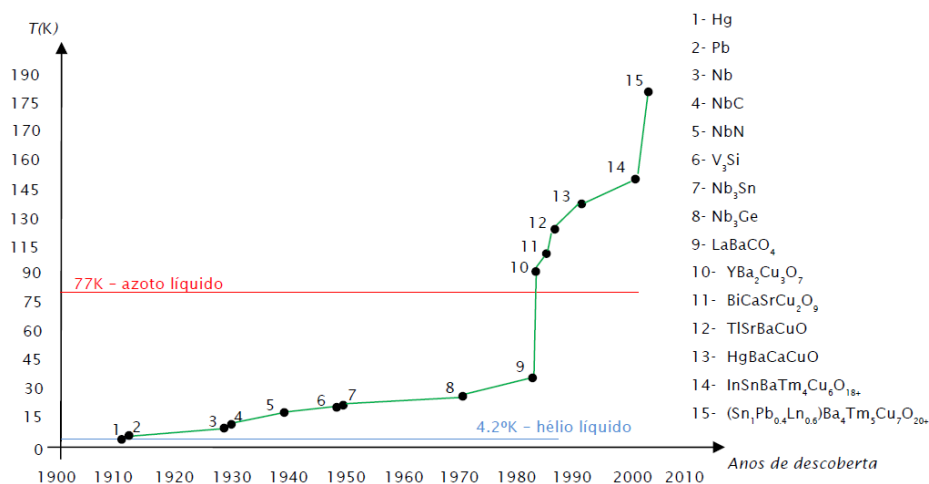


Figura 2.16 – Evolução dos materiais supercondutores [Inácio, 2008].

Na presente dissertação foram utilizados três blocos (dois paralelepípedicos e um cilíndrico) supercondutores de alta temperatura de YBCO, motivo pelo qual se dará uma maior importância a este.

2.4.2.1 Supercondutores SAT de YBCO

Este tipo de material tornou-se famoso por ser o primeiro material com uma temperatura crítica superior à temperatura de liquidação do azoto.

São baseados em compostos cerâmicos que apresentam uma estrutura cristalográfica, a qual pode ser descrita por três vectores, **a**, **b** e **c**, composta por planos de CuO₂ normais ao eixo cristalográfico **c**, e cadeias de CuO segundo a direcção do eixo **b**.

As propriedades do YBCO estão fortemente dependentes do conteúdo de oxigénio, razão pela qual a sua fórmula química ser dada por YBa₂Cu₃O_{7-δ}, onde δ é a percentagem de oxigénio. Este tipo de material só se torna supercondutor quando a sua estrutura é ortorrômbica¹⁶, o que se verifica para 7-δ > 6,6, sendo os comprimentos dos eixos os indicados na Figura 2.17.

¹⁶ Estrutura que apresenta três eixos cristalográficos perpendiculares e de comprimento diferente.

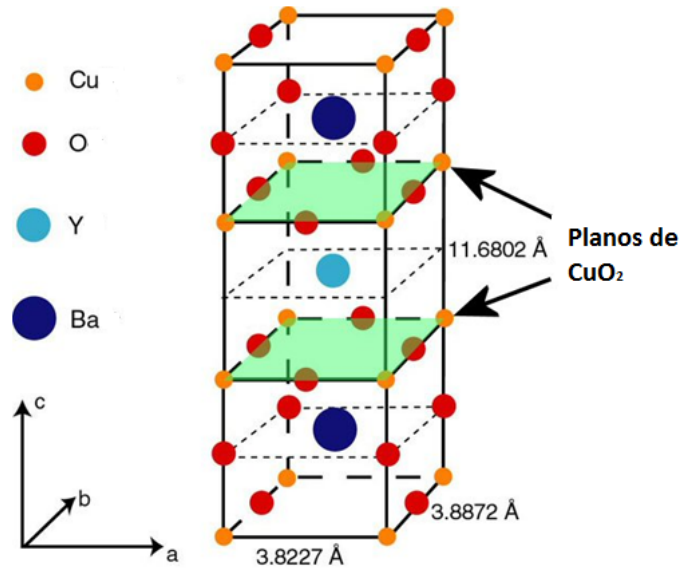


Figura 2.17 – Estrutura cristalina do YBCO [adaptado a partir de <http://www.tkk.fi/Units/AES/projects/prlaser/material.htm>].

Trata-se de um material com uma estrutura anisotrópica cujo os valores da profundidade de penetração de London e comprimento de coerência típicos são [Browne, 2007]:

$$\begin{cases} \lambda_{ab} \approx 150 \text{ nm} \\ \lambda_c \approx 800 \text{ nm} \\ \xi_{ab} \approx 2 \text{ nm} \\ \xi_c = 0,4 \text{ nm} \end{cases} \quad (2.38)$$

Os SAT de YBCO são normalmente comercializados de duas formas, ou maciça ou em fita. O maciço pode ser mono ou policristalino, sendo que o monocristalino apresenta densidades de corrente crítica muito mais elevadas que o policristalino, uma vez que no policristalino a corrente é limitada pela quantidade de grãos que tem de atravessar [Pina, 2010].

2.5 Conclusão

Neste capítulo foi abordada a temática da supercondutividade, sendo observadas as principais características dos materiais supercondutores, as condições necessárias para se verificar a supercondutividade, as propriedades que esses materiais adquirem no estado supercondutor e as características de magnetização em função de um campo aplicado. Foi dada uma maior importância aos supercondutores do tipo II, principalmente aos SAT de YBCO, sendo estes, objecto de aplicação da presente dissertação.

Inicialmente começou-se por fazer uma breve contextualização histórica, seguindo-se uma descrição de algumas teorias que marcaram a história da supercondutividade e por fim uma descrição das propriedades da supercondutividade.

Relativamente aos supercondutores do tipo II, estes apresentam dois estados de magnetização, isto é, apresentam dois valores de campo magnético crítico, H_{c1} e H_{c2} . Quando o campo magnético aplicado é inferior ao campo magnético crítico H_{c1} , o material comporta-se como um supercondutor do tipo I e, portanto, apresenta o Efeito Meissner. Quando o campo magnético aplicado se encontra entre H_{c1} e H_{c2} apresenta o estado misto, onde existe uma penetração de fluxo quantizado no supercondutor por meio de um vórtice. Como os vórtices estão sujeitos a uma força de Lorentz, que os tende a mover, existe uma variação de fluxo, verificando-se um campo eléctrico.

No presente trabalho considerou-se a densidade crítica de corrente como sendo constante, ou seja, utilizou-se o modelo de Bean em conjunto com o modelo pilha de areia, os quais serão descritos no próximo capítulo.

3 Magnetização nos supercondutores

Como verificado no capítulo anterior, os supercondutores do tipo II, apresentam uma resposta a um campo magnético aplicado em duas fases:

1. Para campos inferiores a H_{C1} , o condutor encontra-se no estado Meissner, apresentando assim um diamagnetismo perfeito;
2. Quando o valor do campo aplicado ultrapassa o primeiro valor crítico, inicia-se uma penetração quantizada de fluxo magnético através de vórtices, entrando então no estado misto. Enquanto o campo aplicado permanecer entre $H_{C1} < H_{ap} < H_{C2}$, o supercondutor permanece no estado misto, entrando no estado normal, isto é, destruindo a supercondutividade, quando o segundo valor crítico for ultrapassado.

No estado misto, o ancoramento de vórtices (Figura 3.1) relaciona-se com a densidade de corrente crítica através de (2.35), isto é, os vórtices aprisionados numa amostra supercondutora, que tem aplicada uma densidade de corrente de transporte J_{tr} , estão sujeitos a uma força de Lorentz F_L , que tende a arrancá-los do centro de ancoramento e colocá-los em movimento.

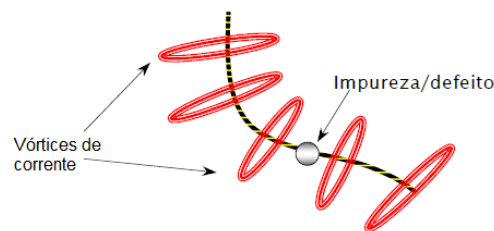


Figura 3.1 – Vórtice de corrente ancorado numa impureza.

Enquanto a força de Lorentz equilibrar a força de ancoramento ($F_L < F_p$), não haverá deslocamento de vórtices através do supercondutor. Quando este equilíbrio for desfeito ($F_L \geq F_p$), os vórtices serão arrancados do centro de ancoramento e deslocar-se-ão através do supercondutor sob a acção da força de Lorentz.

Quanto mais intenso for o ancoramento, maior terá que ser o campo aplicado de modo a aumentar a força de Lorentz, ampliando deste modo a densidade de corrente para arrancar o vórtice. Como é óbvio este campo aplicado não poderá nunca ser superior ao crítico, caso em que causaria dissipação, destruindo o estado de resistência nula, isto é, verificando-se a perda da supercondutividade.

Os processos para aumentar o valor de corrente crítica pela introdução de impurezas e defeitos vão desde a dopagem da amostra à sua irradiação por feixes de neutrões [Costa, 2005].

3.1.1 Modelo de Bean

Ao se aplicar um campo magnético superior a H_{c1} num supercondutor do tipo II, ocorre penetração de fluxo no material, o qual se organiza de tal forma que a sua densidade diminui a partir da superfície. Se o campo aplicado for suficientemente fraco, o campo interno será nulo após um certo valor característico de penetração. Uma corrente crítica fluirá onde houver campo, de acordo com a lei de Ampère,

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}_c \quad (3.1)$$

Este modelo é chamado de Modelo de Estado Crítico. Existem no entanto diversas propostas motivadas pela ideia inicial do Modelo de Estado Crítico, cada uma baseada na suposição de uma relação particular entre o campo interno e a densidade de corrente crítica. Alguns exemplos mais frequentes na literatura são: Bean [Bean, 1964], Kim [Kim, 1963], Exponencial [Fietz, 1964], Fixed Pinning [LeBlanc, 1992].

O modelo de Bean assume que, qualquer que seja o campo aplicado, a densidade de corrente num supercondutor é independente da densidade de fluxo, isto é, admite-se constante e de valor igual à densidade crítica, cuja relação com o campo de indução magnética é dada pela equação (3.1). Deste modo a densidade de vórtices diminui linearmente, a partir da superfície, com declive $\mu_0 J_c$, como ilustrado na Figura 3.2. Este modelo descreve as respostas magnéticas do supercondutor admitindo que ao se aplicar o campo externo, é induzida na superfície uma densidade de corrente J_c até uma profundidade λ dada por:

$$\lambda = \frac{H_{ap}}{J_c} \quad (3.2)$$

Considera-se que o supercondutor foi previamente arrefecido aquando da aplicação do campo, isto é, que já se encontra no estado supercondutor quando o campo é aplicado (ZFC, Zero Field Cooling).

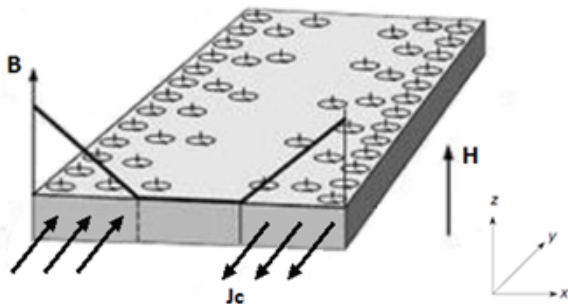


Figura 3.2 – Distribuição de vórtices em um supercondutor submetido a um campo magnético externo segundo z.

Considerando que o paralelepípedo da Figura 3.2 tem um comprimento 2α segundo x e infinito segundo z , a magnetização parcial prossegue até que a corrente de magnetização atinja uma profundidade de $\lambda = \alpha$. Nesta situação o campo aplicado atinge o valor, para o qual ocorre a penetração total do paralelepípedo, sendo dado por:

$$H_{apt} = J_c \alpha \quad (3.3)$$

A Figura 3.3 mostra um processo de magnetização ZFC, aplicando um campo crescente até ser atingido o valor da penetração total. A partir do valor de H_{apt} , qualquer aumento no valor do campo aplicado não fará nenhuma modificação na magnetização do supercondutor, pois o material não pode admitir mais correntes no seu interior e atinge-se uma saturação magnética.

É de salientar que H_{apt} é diferente de H_{c2} , pois enquanto o valor do campo crítico superior depende apenas da natureza do material, o valor do campo de penetração total, depende não só da natureza do material (pois depende de J_c) mas também das dimensões do supercondutor (no exemplo, α).

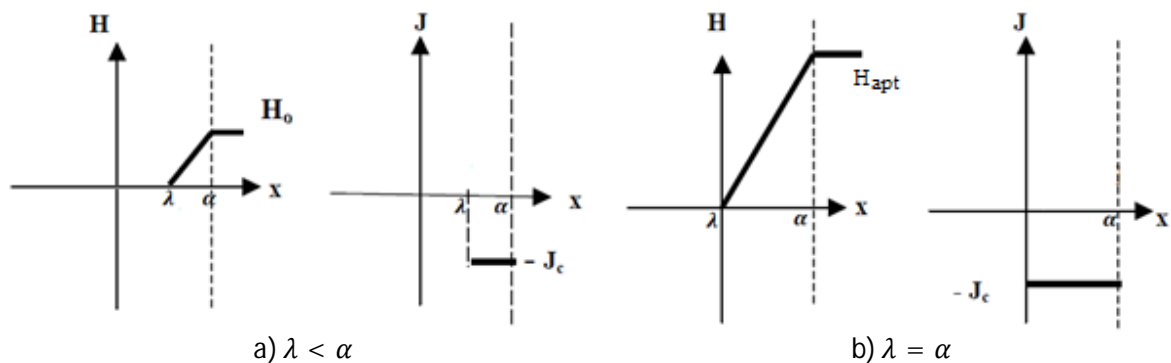


Figura 3.3 – Campo magnético aplicado crescente até o valor $H = H_{apt}$, ser atingido.

Aplicando um campo magnético máximo (logicamente inferior a H_{c2}), qualquer decréscimo induz correntes de magnetização de sinal contrário às criadas quando o campo era crescente, isto é, alguns vórtices começam a abandonar o supercondutor pela periferia (Figura 3.4).

Uma vez que existem correntes induzidas no supercondutor, o campo magnético no seu interior difere do campo aplicado, devido à existência de ancoramento dos vórtices nas impurezas e/ou defeitos que a amostra apresenta, verifica-se que à medida que varia o campo magnético aplicado, existe fluxo magnético que fica preso mesmo após o campo magnético de excitação ser retirado.

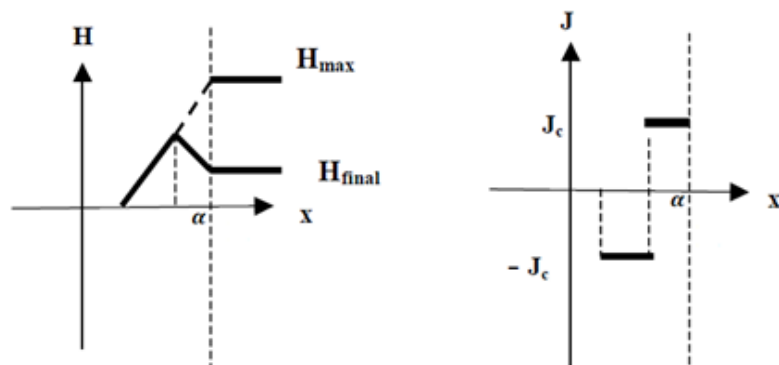


Figura 3.4 – Campo magnético aplicado decrescente.

Analisando agora o caso em que o supercondutor é arrefecido na presença de um campo magnético aplicado (FC, Field Colling), da mesma forma como na sequência anterior, as correntes de magnetização fluem com densidade J_c , no entanto o seu comportamento é diferente do caso ZFC. Ao se arrefecer o material surgem vórtices de corrente os quais tendem a ficar ancorados nas impurezas do material, que fica assim completamente penetrado por fluxo. Ao se retirar o campo magnético aplicado, a densidade de fluxo desaparece na periferia da amostra e tende a ficar retido no interior desta (Figura 3.5).

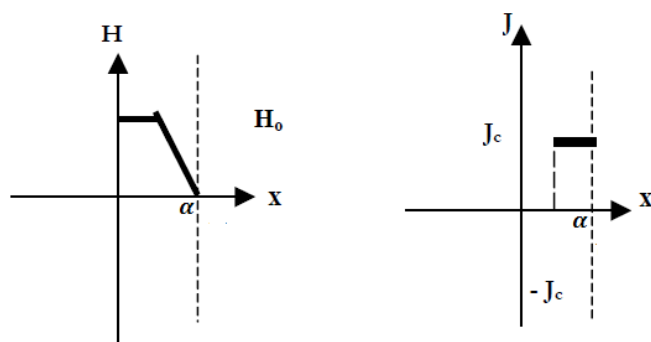


Figura 3.5 – Processo de magnetização FC.

3.1.2 Modelo Pilha de Areia (Sand-Pile)

Uma vez que o modelo de Bean, anteriormente apresentado, não entra em conta com as dimensões das amostras, admitindo estas infinitas, não pode ser aplicado para amostras reais. Assim sendo, e para que seja possível o cálculo da densidade de fluxo, é necessário ter em conta um outro modelo, conhecido pelo modelo Pilha de Areia¹⁷ [Naga, 1997].

¹⁷ Na literatura inglesa conhecido como *Sand Pile Model*.

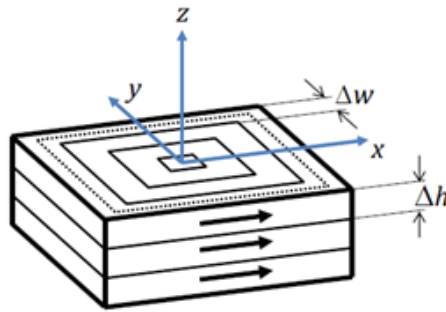


Figura 3.6 - Anéis de correntes persistentes em uma amostra magnetizada.

Considerando uma amostra paralelepipedica como o da Figura 3.6, segundo o modelo pilha de areia, pressupõe-se que as correntes persistentes fluem em anéis paralelos ou concêntricos como representado.

Observando a figura em questão, vem então que o valor da corrente que flui em cada um dos anéis é dado por:

$$I_c = J_c \cdot \Delta w \cdot \Delta h \quad (3.4)$$

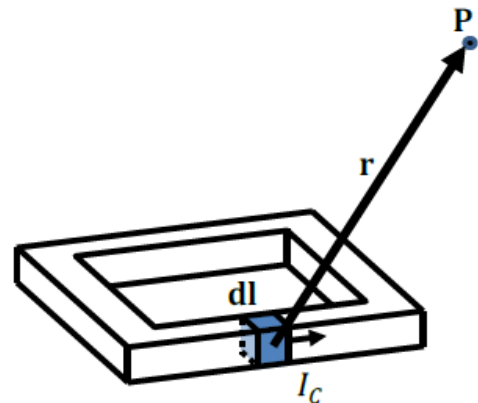
onde J_c é a densidade de corrente crítica na amostra, Δw e Δh a largura e altura respectivamente, de um dos anéis.

Desta forma e a partir da lei de Biot-Savart, vem para a densidade de fluxo,

$$\mathbf{B} = \int \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{I_c d\mathbf{l} \times \mathbf{r}}{r^3} \quad (3.5)$$

onde $I_c d\mathbf{l}$ é o vector de um elemento infinitesimal de corrente e \mathbf{r} o vector posição, o qual aponta do elemento de corrente em questão para o ponto onde se pretende calcular o valor do campo (Figura 3.7).

Figura 3.7 – Influência do elemento de corrente $I_c d\mathbf{l}$, na densidade de fluxo em P .



Deste modo, resolvendo a equação (3.5), é possível calcular o campo criado por cada um dos elementos infinitesimais de corrente em qualquer ponto do espaço e somando as contribuições de todos os anéis, obter o campo provocado por uma amostra de fluxo residual¹⁸ completamente magnetizada, como se verá no Capítulo Magnetização.

3.1.3 Magnetização por Impulso

A magnetização por impulso¹⁹ foi considerada a técnica mais eficiente de ancoramento de fluxo em supercondutores de alta temperatura (SAT) [Mizutani, 1998].

A forma mais eficaz de o fazer é aplicar um impulso de campo magnético, utilizando para isso bobinas de núcleo de ar, no interior das quais os supercondutores são inseridos. No entanto, existe uma relação entre o valor máximo do campo magnético pulsado e o campo magnético efectivamente ancorado, dependendo do tipo de impulso, temperatura e geometria dos supercondutores. Podem ser aplicados multi-impulsos, incluindo diferentes amplitudes de campo e duração de impulso.

Embora o modelo de Bean, com uma densidade de corrente constante $J = J_c$, descreva os processos quase estacionários, no PFM (Pulsed-Field Magnetization) a densidade de corrente crítica J_c é claramente ultrapassada levando a resultados mais complexos.

Considerando uma amostra cilíndrica, é possível observar o efeito de blindagem à medida que se dá o transitório de magnetização. Como descrito anteriormente, o fluxo penetra da superfície da amostra para o centro desta, durante a duração do pulso aplicado (Figura 3.8(a)). De acordo com [Itoh, 1997], para pulsos muito curtos, o campo não chega ao centro da amostra antes do valor do pulso começar a decrescer.

Na Figura 3.8(b), são comparados algumas respostas magnéticas de uma amostra cilíndrica, apenas ligeiramente acima do centro da amostra, para diferentes valores de pico H_p e durações de impulso Δt . Na referida figura é possível observar a dependência da magnetização do material,

$$M(t) = \frac{B(t)}{\mu_0} - H(t) \quad (3.6)$$

em função da duração do pulso, para diferentes valores de H_p .

¹⁸ Fluxo magnético no interior de um supercondutor, após a remoção do campo magnético externo.

¹⁹ Na literatura inglesa esta técnica é conhecida por Pulsed-Field Magnetization – PFM.

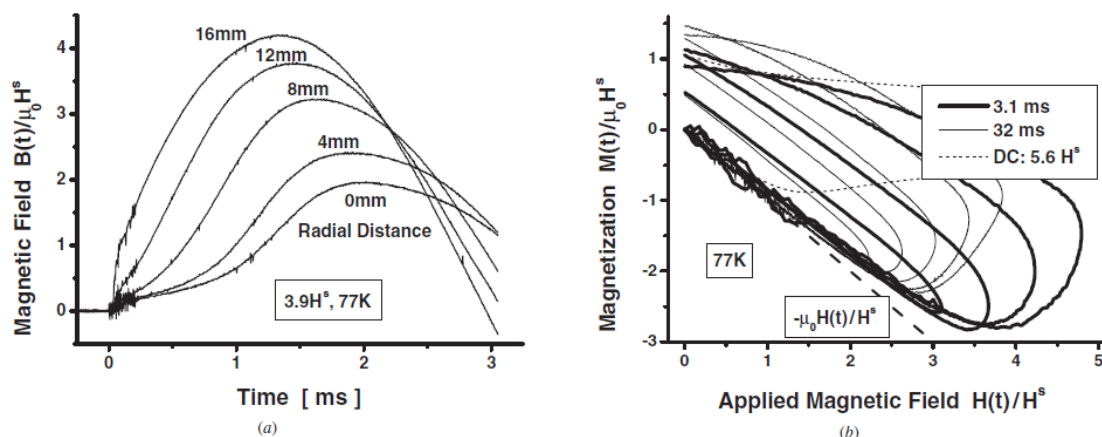


Figura 3.8 – Penetração do fluxo numa amostra cilíndrica de YBCO, com diâmetro entre 30 – 32 mm e altura entre 8 – 16 mm, onde foi aplicado um pulso de 3,9 vezes o valor da saturação magnética, de duração 3,1 ms a 77 K, medida para diferentes distancias ao centro (a); resposta magnética, medida no centro da amostra cilíndrica, para diferentes valores de amplitude do pulso e duração de 3,1 ms e 32 ms (b). Resultado de medições experimentais, retirado de [Sander, 2002].

De acordo com o modelo de Bean, a amostra não é magnetizada para valores acima de J_C (processo quase estacionário), no entanto para processos dinâmicos (reais), o valor de J_C é claramente ultrapassado, resultando em magnetizações para valores que vão bem além do valor de saturação magnética, e aumentando H_p são atingidos valores mais elevados em impulsos de corrente de curta duração Δt (na ordem das dezenas de ms). No exemplo anterior existe uma variação de 10% na magnetização para impulsos de duração entre 3 ms e 30 ms, para H_p na ordem de 3 vezes o valor de saturação magnética.

No entanto o aumento de H_p , implica um aumento do calor perto da amostra o que pode levar a perda de algumas características supercondutoras [Mizutani, 1998]. Devido a este efeito de aquecimento, um H_p grande com impulsos de curta duração, não pode compensar a forte blindagem durante o tempo de subida de um impulso. Um exemplo de um impulso de corrente esta representado na Figura 3.9.

Um outro processo de PFM é o multi-impulso²⁰, o qual consiste em aplicar à amostra, uma série de impulsos de campo H_p . No entanto este tipo de processo nem sempre se revela o mais simples.

Se H_p é baixo, a blindagem da amostra permite uma penetração de fluxo reduzida consoante as suas heterogeneidades²¹. Em contrapartida, para H_p suficientemente elevado, o campo pode penetrar bem no centro da amostra. No entanto em ambos os casos, a influência de impulsos adicionais é limitada, e portanto os maiores efeitos ocorrem para casos intermédios.

No caso de a amostra apresentar regiões com fracas propriedades supercondutoras, pulsos adicionais podem revelar-se bastante úteis para o ancoramento de fluxo.

²⁰ Conhecido na literatura inglesa por Multi-pulse Processes – MP.

²¹ Numa amostra cerâmica como é o caso dos SAT, existem locais onde existe pouca supercondutividade.

A utilização de MP (Multi-pulse Processes) juntamente com um sistema de arrefecimento para compensar o calor libertado pelo impulso, parece ser a melhor escolha para alcançar uma alta magnetização com campos de pico moderados [Sander, 2002].

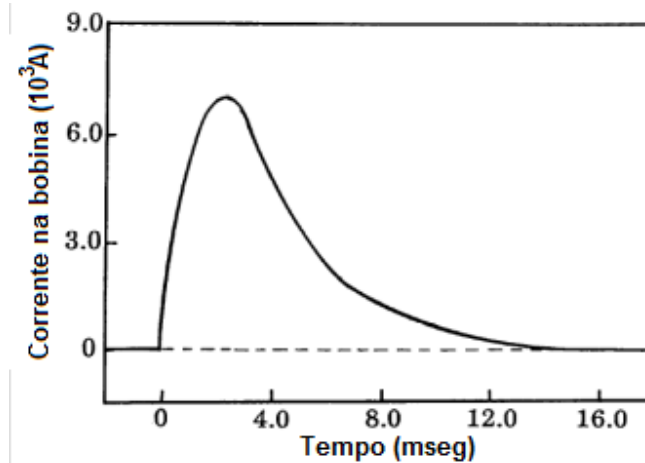


Figura 3.9 – Tempo de subida de um pulso de corrente com cerca de 7KA. Imagem retirada de [adaptado a partir de Tsuchimoto, 1997].

Conceptualmente existem diversas formas de aplicar um impulso de campo magnético a uma amostra supercondutora, entre elas:

- Descarga de energia armazenada em um banco de condensadores;
- Fonte de corrente (utilizada na presente dissertação);

3.2 Conclusão

No presente capítulo foi abordada a temática da magnetização dos supercondutores, começando primeiramente com os modelos que a descrevem. No trabalho desenvolvido considerou-se a densidade crítica de corrente como sendo constante, ou seja, utilizou-se o modelo de Bean em conjunto com o modelo pilha de areia.

Um grande impulso de corrente, resulta num forte efeito de blindagem sobretudo para impulsos de curta duração, devido ao seu tempo de subida. Uma forma de reduzir/aumentar o tempo de subida de um impulso de corrente e consequentemente a sua duração é conseguida à custa da redução/aumento do número de enrolamentos que compõe a bobina de cobre.

Consoante as heterogeneidades da amostra, consegue-se uma maior ou menor penetração de fluxo, estando deste modo o campo ancorado dependente da geometria e composição da amostra.

Multi-impulsos com um arrefecimento gradual, revela-se a melhor forma de alcançar uma alta magnetização com valores de H_p razoáveis.

4 Motor Linear Todo Supercondutor

As propriedades inerentes aos materiais SAT levaram a um aumento do interesse em aplicações que lhes fazem uso, como é o caso do motor síncrono linear – MSL. A possibilidade de construção deste tipo de motor com ausência de ferro leva ao surgimento de máquinas mais leves e com menor volume.

No entanto o projecto de motores supercondutores apresenta algumas limitações como é o caso do meio criogénico onde são inseridos, da alteração de dimensões dos materiais que o compõem devido às baixas temperaturas e da fragilidade dos materiais supercondutores (blocos, fitas, etc.).

Este capítulo apresenta a estrutura assim como os principais aspectos do projecto de um motor síncrono linear todo supercondutor, utilizando materiais SAT e onde a ausência de materiais ferromagnéticos é verificada. A estrutura aqui apresentada não é o principal objectivo da presente dissertação, sendo alvo de investigação de uma dissertação desenvolvida em parceria com esta, onde são analisadas as forças existentes no interior do mesmo.

4.1.1 Descrição do projecto

É de salientar que o motor linear supercondutor em estudo tem por base uma investigação já iniciada mas não concluída acerca do mesmo e a qual pode ser consultada em [Pina, 2010]. Dessa mesma investigação, resultou a construção de uma estrutura que da origem ao motor linear supercondutor e onde a ausência de ferro é verificada. No entanto essa mesma estrutura apresentava-se incompleta e continha algumas limitações, verificando-se assim a necessidade de a refazer.

O motor é formado por um duplo estator, o qual tem por base duas placas de baquelite²² e nas quais assentam um conjunto de três pares de moldes de nylon²³ em cada um dos lados interiores das placas, obtendo-se assim as três fases do motor como representado na Figura 4.1. Os moldes de nylon são enrolados com uma fita Bi-2223 supercondutora, de modo a se poderem obter elevadas densidades de corrente (e consequentemente elevada densidade de fluxo) sem perdas.

²² Material não magnético capaz de suportar as baixas temperaturas necessárias para manter os materiais no estado supercondutor (77 K).

²³ Material também não magnético e capaz de suportar as baixas temperaturas, evitando assim que haja distorção de fluxo.

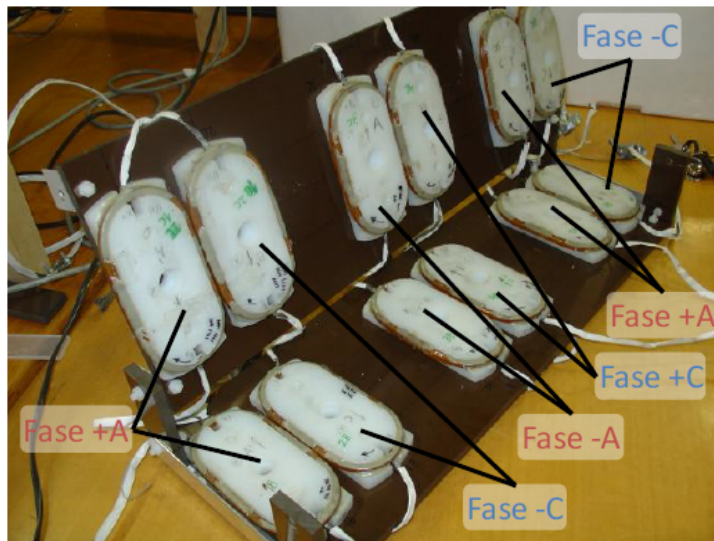


Figura 4.1 – Estator do motor linear onde se encontram representadas apenas duas fases propositadamente. [Pina, 2010]

Toda a armadura que suporta o próprio estator é construída em baquelite e todos os parafusos necessários em nylon.

A parte móvel é formada por duas placas de baquelite em forma de cruz (Figura 4.2), a qual serve de suporte para os dois magnetos de fluxo residual (*trapped-flux magnets*), cada um composto por um bloco de Y-123 com dois domínios (Figura 4.3) cujas características estão apresentadas na Tabela 4.1. O comprimento da placa que contém os supercondutores será o equivalente a um passo polar de, atendendo às dimensões dos enrolamentos, $\tau = 219 \text{ mm}$ [Pina, 2010]. A presença de supercondutores maciços permite potencialmente a criação de magnetos com densidades de fluxo muito superiores à dos magnetos permanentes convencionais.

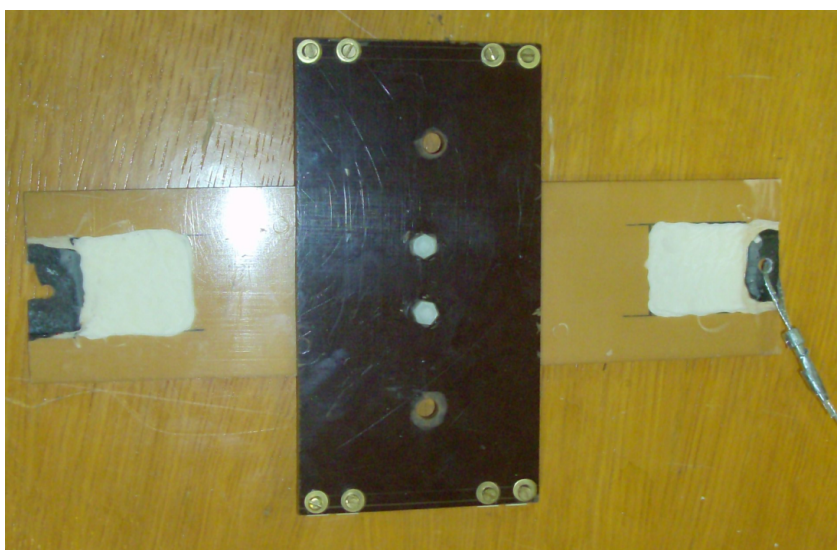


Figura 4.2 – Parte móvel.

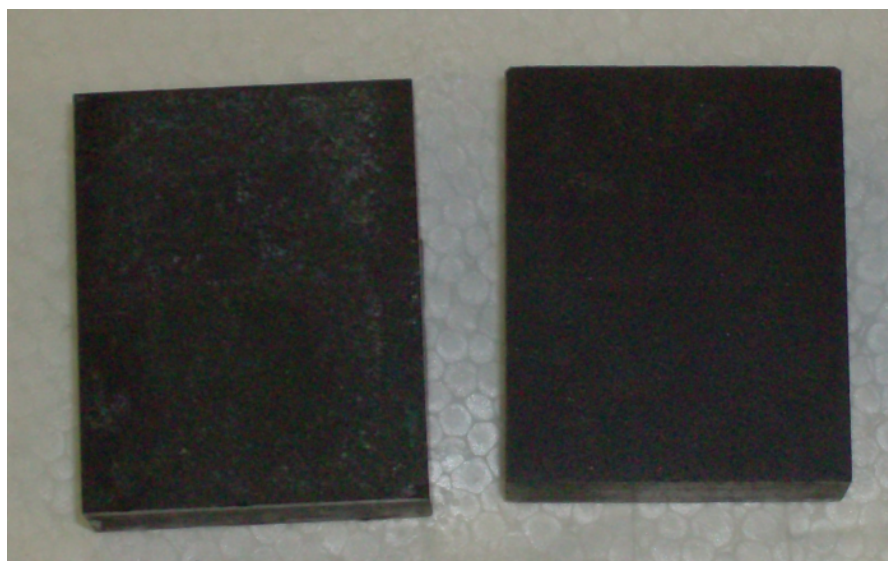
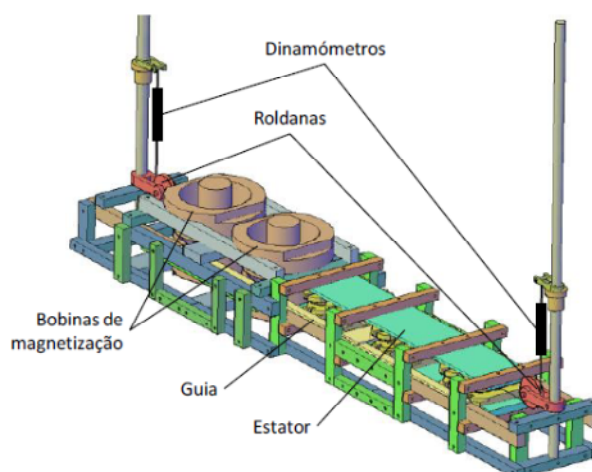


Figura 4.3 – Blocos paralelepípedicos de Y-123, para serem utilizados como magnetos de fluxo residual.

Material	Y-123 texturado por fusão
Composição	$Y_{1.6}Ba_2Cu_3O_{7-k}$
Número de domínios	2
Dimensões (mm)	40 × 32 × 10
Densidade crítica de corrente (kA/cm ²)	30-40 a 77 K

Tabela 4.1 – Características dos blocos paralelepípedicos de Y-123 (dados do fabricante).

Figura 4.4 – Figura ilustrativa aproximada da primeira versão da máquina. [Pina, 2010]



4.1.2 Alteração do projecto inicial

De seguida será apresentada a estrutura final assim como as modificações que foram necessárias efectuar.

Inicialmente verificou-se a existência de uma grande região de acoplamento (entre os campos magnéticos), motivo pelo qual foi alterada a constituição do estator de modo a que esta fosse diminuída, bastando para isso encurtar as peças que suportavam ambas as placas de baquelite. A distância entre campos magnéticos obtida foi de 5 mm.

A parte móvel onde se encontravam os supercondutores tinha um comprimento superior ao passo polar, tendo então sido encurtada para que o seu comprimento correspondesse a um passo polar de $\tau = 219$ mm (Figura 4.7).

Na magnetização verificou-se a maior alteração de projecto, uma vez que inicialmente a magnetização era feita utilizando dois pares de bobinas sendo cada par para magnetizar cada um dos supercondutores, sendo deste modo magnetizados simultaneamente. Esta solução foi substituída por apenas um par de bobinas e a estrutura montada de forma que cada um dos supercondutores fosse magnetizado em separado. Para isso, após se magnetizar o primeiro supercondutor, a parte móvel é deslocada e a corrente da fonte invertida, e magnetizado o segundo supercondutor. Os supercondutores são magnetizados em sentidos opostos. Tal solução veio encurtar bastante toda a armação e deste modo o peso da mesma (Figura 4.5).

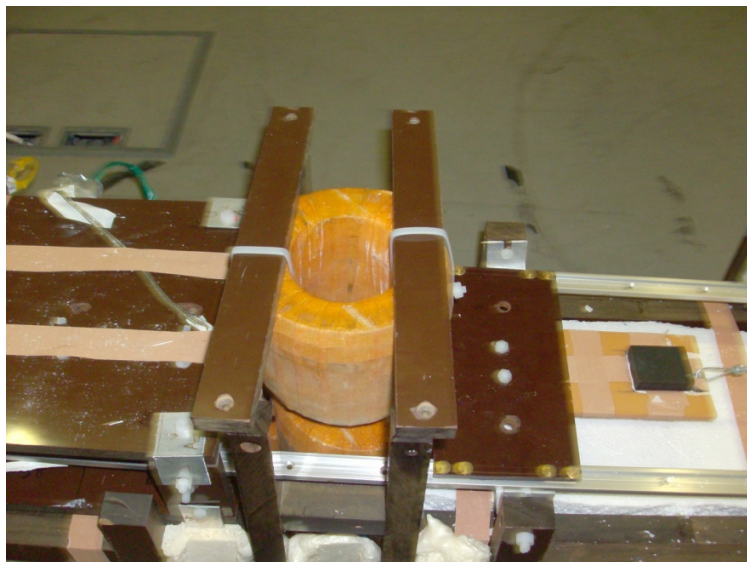


Figura 4.5 – Bobinas de magnetização utilizadas para magnetizar ambos os supercondutores em separado.

Foram colocadas duas varas com rosca em cada uma das extremidades da estrutura onde foram inseridos dois dinamómetros os quais foram presos através de um fio inextensível à parte móvel, permitindo assim a medição das forças no interior do estator (Figura 4.6).

Para que toda a parte móvel se possa mover sem que saia da posição central, foram colocadas duas calhas nas laterais da estrutura, onde a parte móvel fica fixada através de quatro patins próprios para o efeito pode-se mover para a frente e para trás através da regulação da altura dos dinamómetros (Figura 4.7).

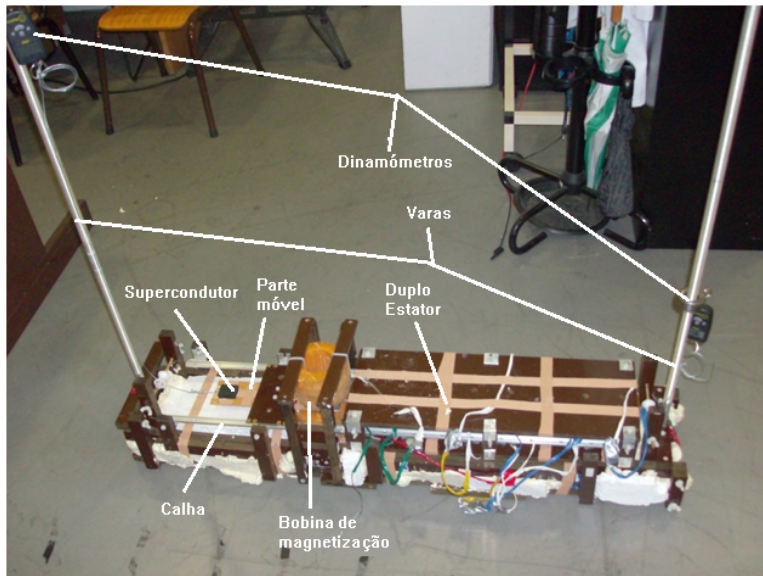
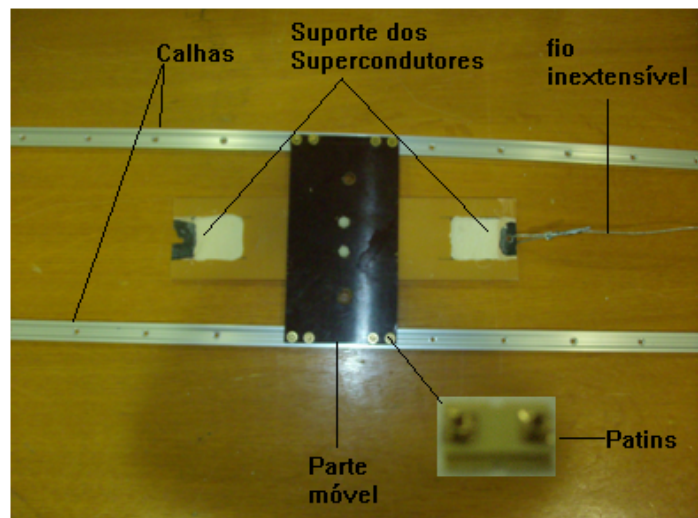


Figura 4.6 – Estrutura final do motor linear todo supercondutor

Figura 4.7 – A figura representa toda a parte móvel, incluído calhas e patins necessários ao movimento da estrutura.



Uma vez que o meio criogénico é o azoto líquido, foi necessária a construção de uma caixa na qual fosse possível colocar toda a estrutura e onde esta ficasse submersa. A caixa (Figura 4.8) é constituída por duas grandes caixas de esferovite previamente cortadas e coladas com uma cola própria para o efeito, da marca UHU, Fixação sem pregos – Sancas e Rodapés.



Figura 4.8 – Caixa de esferovite constituída por duas caixas previamente cortadas e coladas. Foi utilizada uma cola própria para a esferovite e que suportasse as baixas temperaturas.

Todas as peças necessárias à modificação da estrutura foram cortadas e trabalhadas na oficina do Museu da Electricidade.

4.2 Conclusão

Neste capítulo foi apresentado o motor linear todo supercondutor desenvolvido, com a parte móvel e excitação compostas por SAT.

É notável que a principal vantagem deste motor é o seu peso, quando comparado com um motor convencional.

Verificou-se ainda que uma vez que toda a estrutura está submersa no azoto é possível magnetizar os supercondutores em separado sem que nenhum deles perca as suas propriedades e fiquem ancorados com densidades de fluxos idênticos (em sentidos opostos).

Uma vez que a densidade de fluxo ancorado nos blocos supercondutores é da ordem dos 150 mT para um pico de corrente de 1500 A, bastante inferior à saturação do ferro, por vezes torna-se inviável ter ausência do mesmo.

5 Magnetização

Neste capítulo irá ser tratada a temática de magnetização, desde a técnica empregada para a magnetização dos supercondutores em estudo, passando pelo processo de aquisição de dados, até às ferramentas utilizadas para análise dos perfis de campo magnético obtidos com essa magnetização.

5.1 Sistema de Magnetização por Impulso

Como já referido no Capítulo 4, Magnetização nos supercondutores, a magnetização por impulso foi considerada a técnica mais eficiente de ancoramento de fluxo em SAT. Tal técnica foi empregue na magnetização dos supercondutores em estudo na presente dissertação e uma vez que a ausência de ferro é verificada em toda a estrutura, ocorre que as correntes que criam o fluxo tenham de ser muito elevadas²⁴. Tal como referido anteriormente, a forma mais eficiente de o fazer é a utilização bobinas de núcleo de ar, no interior das quais os blocos supercondutores são inseridos. Para isso utilizou-se um par de bobinas, como anteriormente explicado e as quais estão ilustradas na Figura 5.1. É importante referir que a construção das bobinas utilizadas, foi alvo de um estudo previamente desenvolvido e realizado, na investigação que antecede a presente e pode ser consultado em [Pina, 2010].

As bobinas são formadas por fitas de cobre com secção de 8 mm x 2 mm, de modo a que possam suportar um grande impulso de corrente sem que aqueçam excessivamente [García, 2005]. Ambas as bobinas são ligadas em serie por uma malha de alumínio a qual suporta 90 A, motivo pelo qual foi cortada uma tira da referida malha, dobrada e entrançada para que possa suportar uma maior densidade de corrente. Uma vez que todo o sistema funciona submerso em azoto líquido e atendendo ao comprimento da tira, a resistividade da referida malha pode ser relativamente reduzida.

Foi utilizado um suporte em nylon para suportar ambas as bobinas e permitindo que os blocos de YBCO possam ser inseridos no seu interior tal como ilustrado na Figura 5.2.

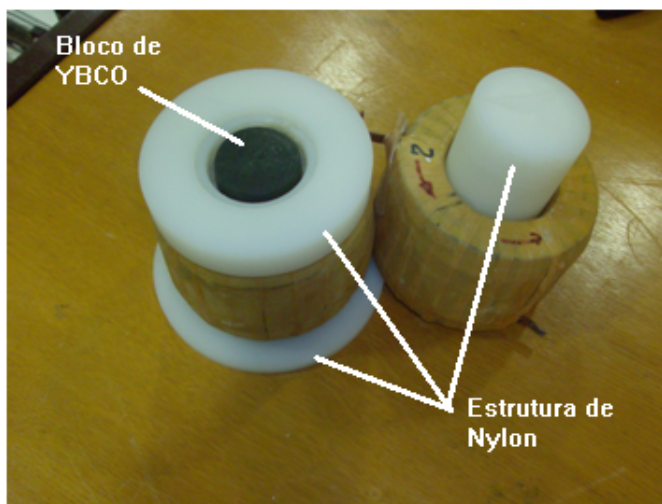
Para o pulso de corrente recorreu-se a um conjunto de quatro fontes de corrente²⁵, existentes na Escuela de Ingenierias Industriales, Universidad de Extremadura – Badajoz (Spain) (Figura 5.3).

²⁴ Entenda-se por muito elevadas, correntes na ordem dos quiloampere.

²⁵ O sistema de magnetização também era possível recorrendo a um banco de condensadores previamente carregado, como já mencionado anteriormente.



Figura 5.1 – Bobinas de cobre para o sistema de magnetização por impulso.



a) Sistema "aberto"



b) Sistema "fechado"

Figura 5.2 – Sistema de magnetização composto por duas bobinas de cobre.

Trata-se de quatro fontes de corrente DC de 400 A cada, as quais foram colocadas em paralelo e em operação sincronizada. Para que fosse possível transportar o pulso de corrente da fonte para as bobinas, foram utilizadas duas barras flexíveis de cobre para 1600 A. Note-se que este é o valor máximo que as fontes podem fornecer. Deste modo foi utilizado um impulso de magnetização de 1600 A, isto é, 400 A por fonte. Na Figura 5.3 estão também ilustradas as barras de cobre, as quais se encontram apoiadas em bancos devido ao elevado peso que apresentam.



Figura 5.3 – Fontes de corrente utilizadas em Badajoz para a magnetização dos blocos supercondutores. As fontes foram ligadas em paralelo para se ter um maior impulso de corrente e o impulso transportado em barras flexíveis de cobre da marca Eriflex [ref. 552870].

5.2 Modelização do Fluxo Ancorado através do Modelo Pilha de Areia

Como visto anteriormente no Capítulo 4, Magnetização nos supercondutores, secção Pilha de Areia, resolvendo a equação (3.5), é possível obter o campo ancorado numa amostra de fluxo residual completamente magnetizada.

Considerando um anel rectangular de corrente situado em $x = \pm a$ e $y = \pm b$ (Figura 5.4), e resolvendo (3.5), [Pina, 2010] obteve a densidade de fluxo provocada por uma amostra paralelepipedica com centro assente em z , num ponto genérico de coordenadas (x, y, z) e cujo as componentes segundo x, y , e z são as seguintes:

$$B_x = \frac{\mu_0}{4\pi} I_c (z - c) \left[\frac{1}{(x - a)^2 + (z - c)^2} \left(\frac{y + b}{r_{+a,-b}} - \frac{y - b}{r_{+a,+b}} \right) + \frac{1}{(x + a)^2 + (z - c)^2} \left(\frac{y - b}{r_{-a,+b}} - \frac{y + b}{r_{-a,-b}} \right) \right] \quad (5.1)$$

$$B_y = \frac{\mu_0}{4\pi} I_c (z - c) \left[\frac{1}{(y - b)^2 + (z - c)^2} \left(\frac{x + a}{r_{-a,+b}} - \frac{x - a}{r_{+a,+b}} \right) + \frac{1}{(y + b)^2 + (z - c)^2} \left(\frac{x - a}{r_{+a,-b}} - \frac{x + a}{r_{-a,-b}} \right) \right] \quad (5.2)$$

$$\begin{aligned}
B_z = \frac{\mu_0}{4\pi} I_c (z - c) & \left[\frac{a - x}{(x - a)^2 + (z - c)^2} \left(\frac{y + b}{r_{+a,-b}} - \frac{y - b}{r_{+a,+b}} \right) \right. \\
& - \frac{a + x}{(x + a)^2 + (z - c)^2} \left(\frac{y - b}{r_{-a,+b}} - \frac{y + b}{r_{-a,-b}} \right) \\
& + \frac{b - y}{(y - b)^2 + (z - c)^2} \left(\frac{x - a}{r_{-a,+b}} - \frac{x + a}{r_{+a,+b}} \right) \\
& \left. - \frac{b + y}{(y + b)^2 + (z - c)^2} \left(\frac{x - a}{r_{+a,-b}} - \frac{x + a}{r_{-a,-b}} \right) \right]
\end{aligned} \tag{5.3}$$

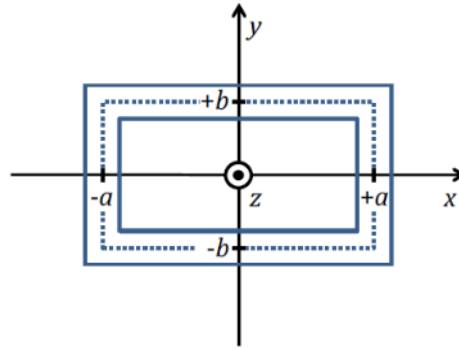


Figura 5.4 – Anel rectangular de corrente [Pina, 2010].

Nas três equações anteriores, os denominadores $r_{\pm a, \pm b}$, correspondem às distâncias entre o ponto onde se pretende medir o campo e os vértices do anel rectangular situados em $x = \pm a$ e $y = \pm b$, sendo estas dadas por:

$$r_{\pm a, \pm b} = \sqrt{(x \mp a)^2 + (y \mp b)^2 + (z - c)^2} \tag{5.4}$$

Da mesma forma [Aydiner, 2005], considerando agora um anel circular (Figura 5.5) e aplicando novamente o modelo Pilha de Areia, apresenta um conjunto de equações desta vez referente a uma amostra cilíndrica.

$$B_r = \frac{\mu_0}{2\pi} I_c \frac{z}{r[(a + r)^2 + z^2]^{1/2}} \left[-K(k) + \frac{a^2 + r^2 + z^2}{(a - r)^2 + z^2} E(k) \right] \tag{5.5}$$

$$B_r = \frac{\mu_0}{2\pi} I_c \frac{z}{r[(a + r)^2 + z^2]^{1/2}} \left[-K(k) + \frac{a^2 + r^2 + z^2}{(a - r)^2 + z^2} E(k) \right] \tag{5.6}$$

Onde K e E são o integral elíptico completo de primeira e segunda ordem, com $k = \sqrt{4ar[(a + r)^2 + z^2]^{-1}}$.

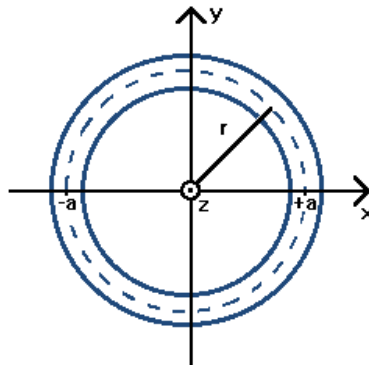
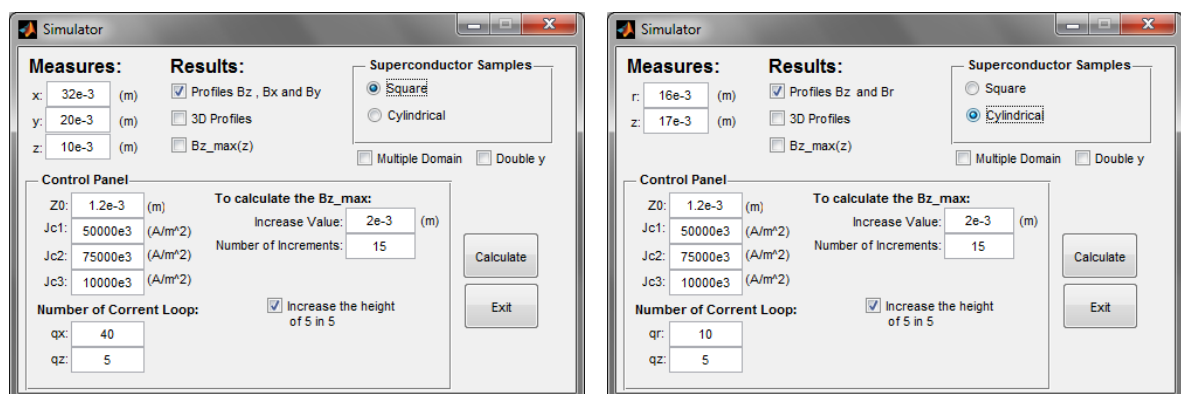


Figura 5.5 – Anel circular de corrente.

5.2.1 Simulação por computador

De seguida é apresentada a aplicação desenvolvida com base no modelo pilha de areia e recorrendo à ferramenta Matlab, capaz de obter o perfil de campo ancorado num supercondutor quer paralelepípedo quer cilíndrico, assim como um conjunto de outros resultados úteis para a análise de resultados obtidos experimentalmente.

Para tornar fácil a interactividade com a referida aplicação foi também desenvolvido uma interface, a qual é apresentada na Figura 5.6.



a) Interface para supercondutores paralelepípicos.

b) Interface para supercondutores cilíndricos.

Figura 5.6 – Interface do programa de simulações desenvolvido no Software Matlab.

A aplicação desenvolvida tem as seguintes funções:

1. Calcular e representar o perfil de campo magnético ancorado num supercondutor paralelepípedo, segundo as três componentes (x , y e z) em 2D e 3D (Figura 5.7 e Figura 5.8);
2. Calcular e representar o perfil de campo magnético ancorado num supercondutor cilíndrico, segundo as duas componentes (r , z) em 2D e 3D (Figura 5.9 e Figura 5.10);
3. Mostrar a dependência entre a espessura e o campo magnético axial num supercondutor paralelepípedo ou cilíndrico (Figura 5.11);

4. Dadas três densidades de correntes (J_{c1} , J_{c2} e J_{c3}) representar o perfil de campo magnético axial em 3D para supercondutores paralelepípedicos com dois domínios (Figura 5.14);
5. Verificar para o mesmo volume, qual a forma (paralelepípedo ou cilindro) que adquire um maior fluxo magnético (
6. Figura 5.13).

É ainda possível, de forma interactiva, alterar propriedades como a altura Z_0 onde se pretende observar o campo, os valores das densidades de corrente J_c 's, o número de anéis (qx , qr e qz) pretendidos em cada uma das componentes (por razões de simplificação $qx = qy$) e o valor de incremento da espessura, assim como o número de incrementos, para a qual se pretende observar a dependência com o campo máximo alcançado.

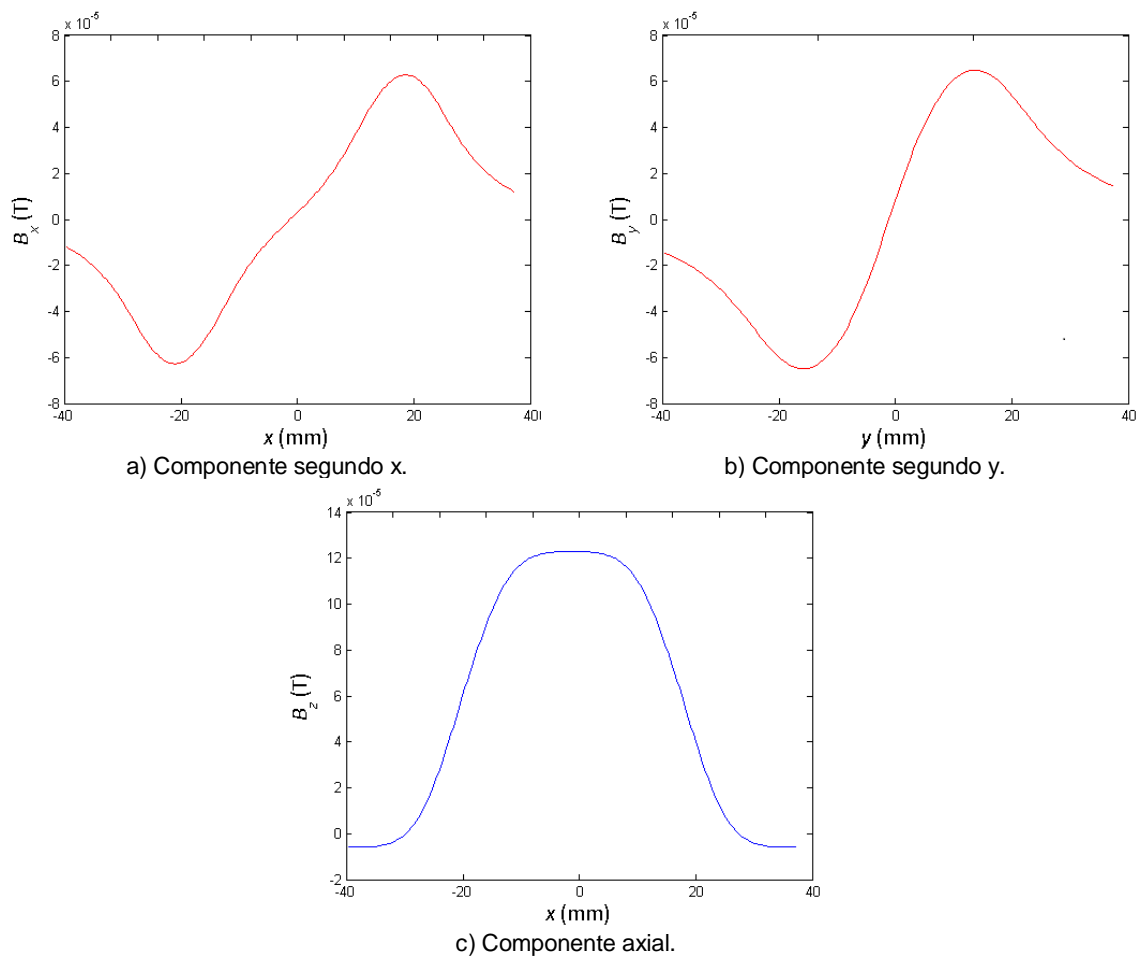
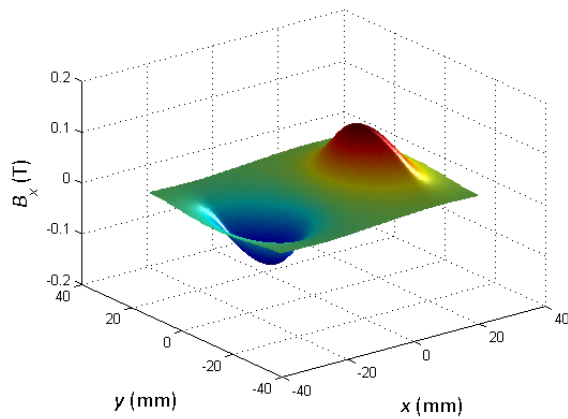
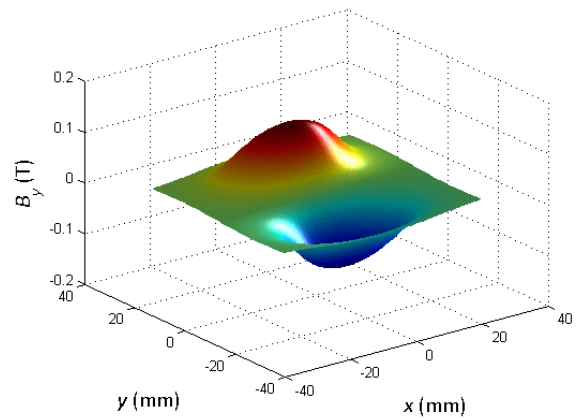


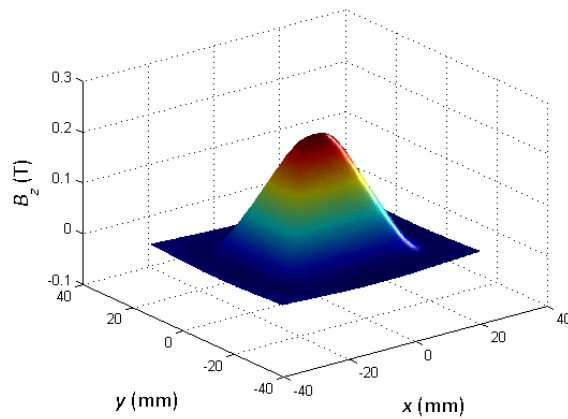
Figura 5.7 - Perfil 2D do campo ancorado em uma amostra supercondutora paralelepípedica, de dimensões $20 \times 32 \times 10$ (mm), obtido a 3 mm da superfície da amostra, com uma densidade de corrente de 50 kA/cm^2 .



a) Componente segundo x.

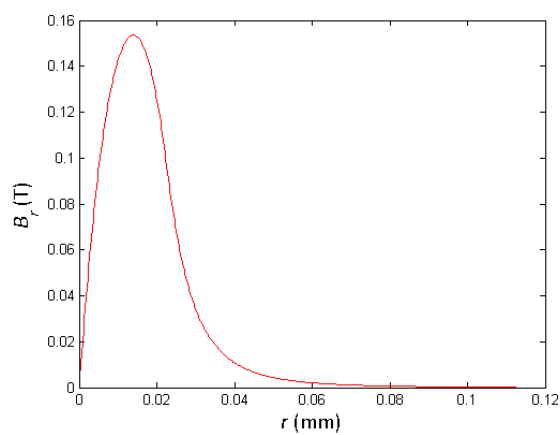


b) Componente segundo y.

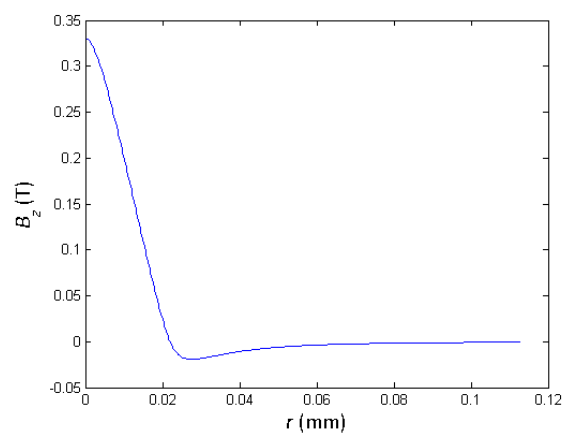


c) Componente axial.

Figura 5.8 - Perfil 3D do campo ancorado em uma amostra supercondutora paralelepípedica, dimensões $20 \times 32 \times 10$ (mm), obtido a 3 mm da superfície da amostra, com uma densidade de corrente de 50 kA/cm^2 .

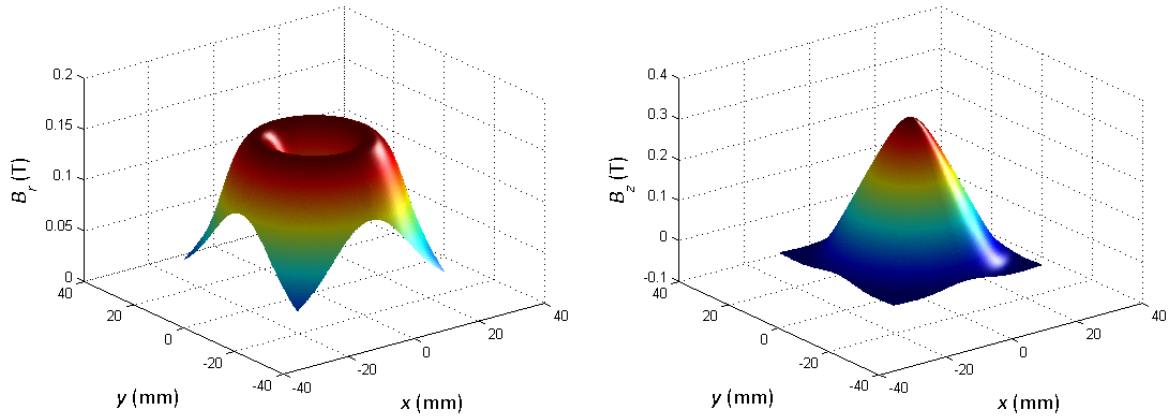


a) Componente Radial.



b) Componente Axial.

Figura 5.9 – Perfil 2D do campo ancorado em uma amostra supercondutora cilíndrica, com diâmetro de 45 mm e espessura 13 mm, obtido a 3 mm da superfície da amostra, com uma densidade de corrente de 50 kA/cm^2 .

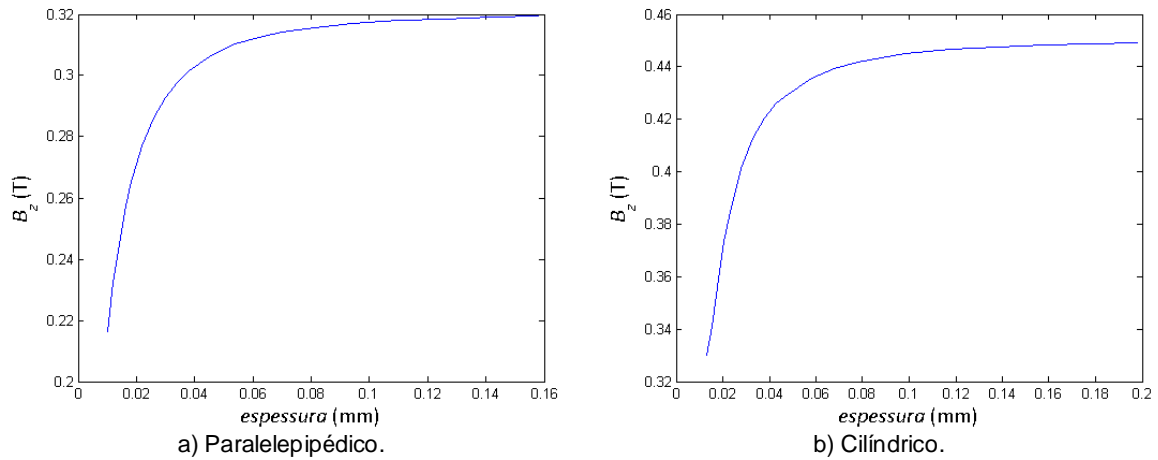


a) Componente Radial.

b) Componente Axial.

Figura 5.10 - Perfil 3D do campo ancorado em uma amostra supercondutora cilíndrica, com diâmetro de 45 mm e espessura 13 mm, obtido a 3 mm da superfície da amostra, com uma densidade de corrente de 50 kA/cm².

Observando a Figura 5.11, verifica-se que o aumento da espessura de um bloco supercondutor, independentemente da sua forma, torna-se irrelevante a partir de certo valor dado atingir-se o valor máximo de campo magnético ancorado.



a) Paralelepípedo.

b) Cilíndrico.

Figura 5.11 – Dependência entre a espessura de um bloco supercondutor e o valor máximo do campo ancorado. É visível que com o aumento da espessura é atingido um valor máximo de campo magnético ancorado. Este resultado é independente das dimensões da amostra e da densidade de corrente, dependendo somente da espessura da mesma.

Partindo de dois blocos, paralelepípedos e cilíndrico, com a mesma altura e o mesmo volume (Figura 5.12), isto é, $\pi \cdot r^2 = a \cdot b$, fez-se evoluir o bloco paralelepípedo desde uma face quadrada em que $a = b \Rightarrow a_0^2$, até um bloco com a face rectangular. Uma vez que o volume é mantido resulta que para um bloco paralelepípedo com face quadrada $\pi \cdot r^2 = a_0^2 \Leftrightarrow a_0 = \sqrt{\pi} \cdot r$. À medida que o bloco evolui de uma face quadrada para uma rectangular vem que $\begin{cases} a = a_0 \cdot k \\ b = a_0 \cdot \frac{1}{k} \end{cases}$.



Figura 5.12 – Planta dos blocos supercondutores.

Calculou-se então o fluxo para cada um dos blocos com $k = \{1, 2, \dots, 8\}$, obtendo-se o gráfico da Figura 5.13. Como é possível verificar, o bloco paralelepípedo consegue, até certo valor da razão, adquirir um fluxo superior ao bloco cilíndrico independentemente das dimensões dos blocos. Verificou-se ainda que a partir de uma certa razão ($k \approx 2$), o fluxo no bloco paralelepípedo toma o valor de zero. Tal era de esperar, uma vez que o comprimento torna-se muito superior a sua largura.

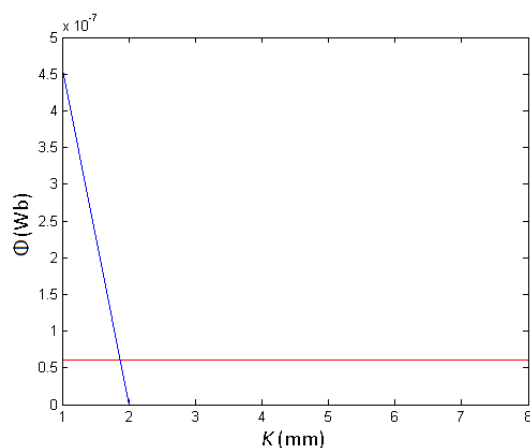


Figura 5.13 – Relação entre uma amostra paralelepípedica (azul) e uma amostra cilíndrica (vermelho) para o mesmo volume. Evoluindo a superfície da amostra paralelepípedica desde um quadrado até um rectângulo de comprimento infinito verifica-se que a amostra paralelepípedica adquire até $k \approx 1,8$, um maior fluxo magnético.

Foi ainda desenvolvido um código que permite determinar o valor de J_C , minimizando a raiz do erro quadrático médio entre o perfil de campo magnético medido experimentalmente e o determinado numericamente utilizando o modelo pilha de areia. Uma vez que os dois blocos paralelepípedos são compostos por dois domínios cada, (Tabela 4.1) (na verdade um dos bloco apresenta três domínios, devido à existência de uma fissura) numa primeira aproximação, foi minimizado o erro entre o perfil obtido experimentalmente devido aos dois domínios e o perfil determinado numericamente com um único domínio equivalente – **Aproximação a um Domínio**.

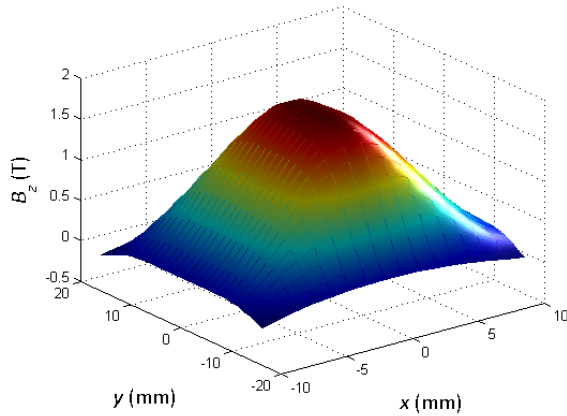
Para uma determinação mais exacta dos valores de densidades de corrente envolvidas num supercondutor com dois domínios, como é o caso dos supercondutores paralelepípedos em estudo, foram utilizados algoritmos genéticos para obter o valor das três densidades de corrente (Figura 5.14.f) que minimizam a raiz do erro quadrático médio entre o perfil de campo magnético obtido

experimentalmente e o determinado numericamente considerando dois domínios – **Aproximação a dois Domínios.**

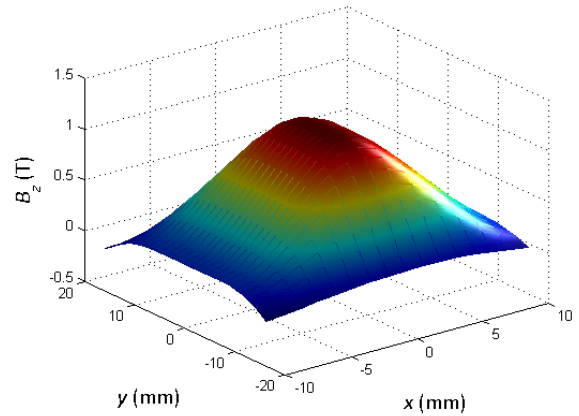
A Figura 5.14, representa a sequência de construção de uma amostra supercondutora paralelepipedica com dois domínios utilizando a aplicação desenvolvida. Em primeiro lugar é calculado o perfil de campo magnético num bloco paralelepipedico com um único domínio e com metade da largura do bloco final, utilizando uma densidade de corrente de $J_{C1} = 50 \text{ kA/cm}^2$ (Figura 5.14.a). Da mesma forma é calculado o perfil de campo magnético num bloco paralelepipedico também com um único domínio, mas desta vez com $J_{C2} = 75 \text{ kA/cm}^2$ (Figura 5.14.b). De seguida ambos os perfis são sobrepostos para que a sua sobreposição seja equivalente a largura do bloco final (Figura 5.14.c). Deste modo as densidades de corrente J_{C1} e J_{C2} são densidades de corrente intragranulares, que tal como ilustrado, podem ser diferentes. É ainda calculado o perfil de campo magnético num bloco paralelepipedico com as dimensões desejadas e com um único domínio, desta vez com uma densidade de corrente bastante inferior às anteriores ($J_{C3} = 10 \text{ kA/cm}^2$) (Figura 5.14.d). Por fim, a sobreposição anteriormente obtida é somada ao perfil calculado utilizando J_{C3} (densidade de corrente intergranular, normalmente bastante inferior às intragranulares), obtendo-se assim o perfil de campo magnético num bloco supercondutor paralelepipedico com dois domínios (Figura 5.14.e).

Toda a sequência é processada de forma automática pela aplicação desenvolvida.

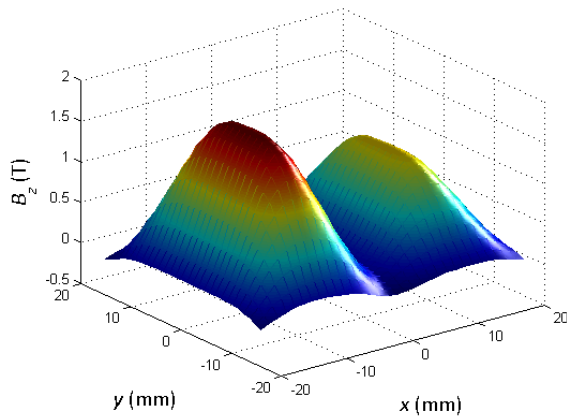
Após se obter o perfil de campo magnético numa amostra com dois domínios e como explicado anteriormente, foram utilizados os AG para determinação das correntes que originam as densidades de fluxo. Para tal e partindo de uma amostra com $20 \times 32 \times 10 \text{ (mm)}$ com dois domínios, com densidades de corrente de $J_{C1} = J_{C2} = 1,7 \text{ kA/cm}^2$ e $J_{C3} = 1,0 \text{ kA/cm}^2$ obteve-se a densidade de fluxo representada na Figura 5.15.a. De seguida utilizado AG determinou-se as densidades de corrente que originavam a densidade de fluxo anterior, obtendo-se o perfil representado na Figura 5.15.b, com um erro (raiz do erro quadrático médio) de 0,056 e cujas densidades de correntes obtidas foram $J_{C1} = 1,6005 \text{ kA/cm}^2$, $J_{C2} = 1,7929 \text{ kA/cm}^2$ e $J_{C3} = 0,9704 \text{ kA/cm}^2$.



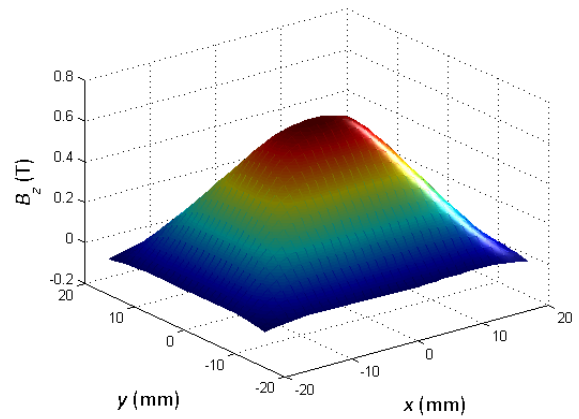
a) Campo ancorado numa amostra de dimensões $20 \times 16 \times 10$ (mm), com uma densidade de corrente de $J_{C1} = 75$ kA/cm².



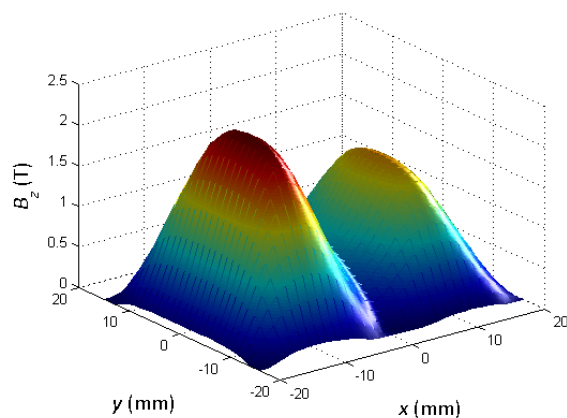
b) Campo ancorado numa amostra de dimensões $20 \times 16 \times 10$ (mm), com uma densidade de corrente de $J_{C2} = 50$ kA/cm².



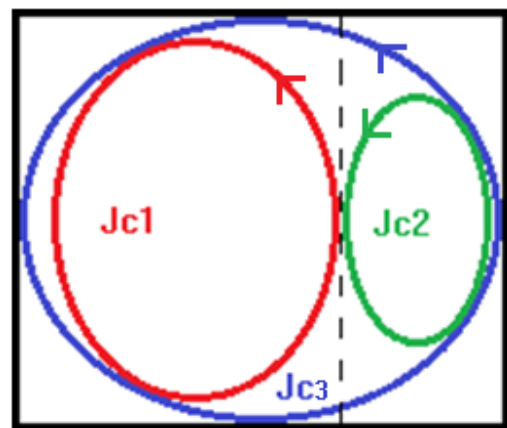
c) Superposição lado a lado de ambos os perfis anteriores.



d) Campo ancorado numa amostra de dimensões $20 \times 32 \times 10$ (mm), com uma densidade de corrente de $J_{C3} = 10$ kA/cm².

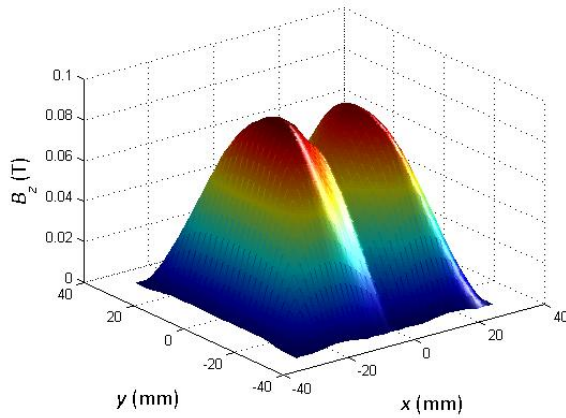


e) Campo ancorado numa amostra de dimensões $20 \times 32 \times 10$ (mm), com dois domínios.

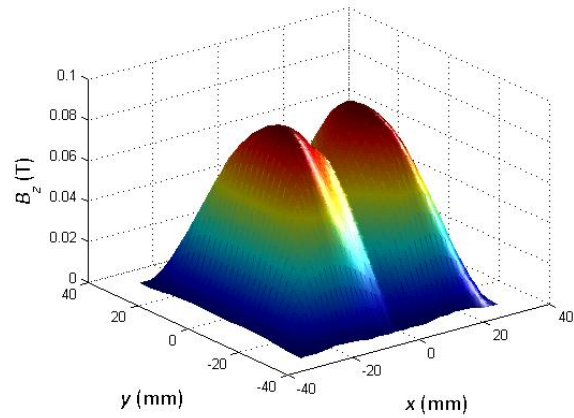


f) Comportamento das densidades de corrente ancoradas num supercondutor com dois domínios ($J_{C1} > J_{C2} > J_{C3}$).

Figura 5.14 – Perfil do campo ancorado numa amostra de dimensões $20 \times 32 \times 10$ (mm), com dois domínios, observado a 3 mm da superfície da amostra.



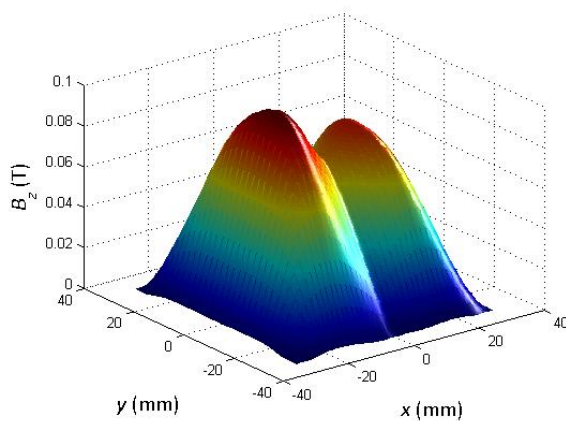
a) Densidades de fluxo originais.



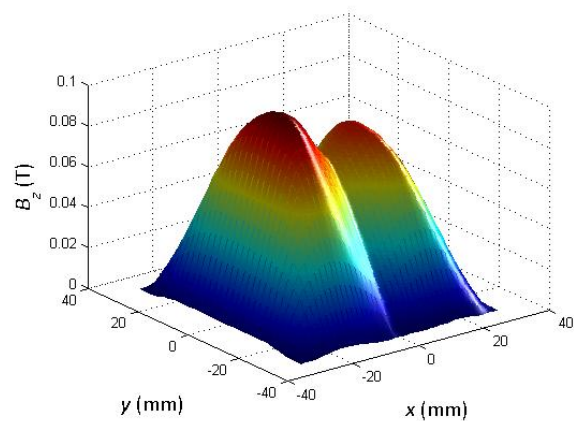
b) Densidades de fluxo obtidas utilizando AG.

Figura 5.15 – Densidades de fluxo obtidas no caso em que as densidades de corrente intragranulares são iguais.

De seguida ensaiou-se os AG, agora para uma amostra onde as densidades de corrente intragranulares eram diferentes. Novamente partindo das mesmas dimensões da amostra, mas agora com densidades de corrente de $J_{C1} = 2,0 \text{ kA/cm}^2$, $J_{C2} = 1,5 \text{ kA/cm}^2$ e $J_{C3} = 1,0 \text{ kA/cm}^2$, calculou-se o perfil de campo magnético ancorado na amostra (Figura 5.16.a). A densidade de fluxo foi obtida desta vez com um erro de 0,026, menor que no caso anterior, e com as densidades de corrente $J_{C1} = 1,9034 \text{ kA/cm}^2$, $J_{C2} = 1,4230 \text{ kA/cm}^2$ e $J_{C3} = 1,0133 \text{ kA/cm}^2$ (Figura 5.16.b).



a) Densidades de fluxo originais.



b) Densidades de fluxo obtidas utilizando AG.

Figura 5.16 – Densidades de fluxo obtidas no caso em que as densidades de corrente intragranulares são diferentes.

É importante salientar que os algoritmos genéticos não estão no âmbito da presente dissertação, tendo-se no entanto revelado uma ferramenta bastante útil na análise de resultados e tendo contado com a preciosa colaboração do Mestre Pedro Pereira da Faculdade de Ciências e Tecnologia – Universidade Nova de Lisboa, Departamento de Engenharia Electrotécnica.

De seguida é apresentada uma breve explicação acerca de algoritmos genéticos.

5.2.2 Algoritmos Genéticos

Algoritmos Genéticos²⁶ são baseados no princípio Darwiniano²⁷ da evolução das espécies e na genética [Golberg, 1989]. Tratam-se de algoritmos matemáticos inspirados na recombinação genética, de acordo com a teoria de C. Darwin em que o princípio de selecção privilegia os indivíduos mais aptos, que atingem uma idade mais avançada e portanto com maior probabilidade de reprodução. A identidade de cada indivíduo é representada por cromossomas [Pacheco, 1999]. Os AG são assim uma classe particular de algoritmos evolutivos.

Estes princípios constituem a base da construção de algoritmos computacionais (iterativos) que procuram a melhor solução para um determinado problema, através da evolução de um conjunto de soluções (codificadas através de **cromossomas** artificiais) chamados de **populações**. Mais precisamente, em AG um cromossoma é uma estrutura de dados que representa uma das possíveis soluções do espaço de procura do problema. Os cromossomas são então submetidos a um processo evolucionário que envolve avaliação, selecção, recombinação (*crossover*) e mutação. A evolução normalmente é iniciada a partir de um conjunto de populações criado de forma aleatória e é realizada por meio de **gerações** (iterações). Em cada geração, os cromossomas são avaliados, e alguns deles são seleccionados para a próxima geração. Após várias gerações, a população deverá conter os cromossomas mais aptos.

De seguida é apresentado um pseudo-código que descreve um algoritmo genético.

Procedimento AG

```
{ t = 0;  
  inicia_população (P, t)  
  avaliação (P, t);  
  repita até (t = d)  
    { t = t + 1;  
      selecção_dos_pais (P,t);  
      recombinação (P, t);  
      mutação (P, t);  
      avaliação (P, t);  
      sobrevivem (P, t)  
    }  
}
```

²⁶ GA: Genetic Algorithms.

²⁷ Charles Robert Darwin (Shrewsbury, 12 de Fevereiro de 1809 – Downe, kent, 19 de Abril de 1882).

5.3 Medição do Fluxo Ancorado nos blocos de YBCO

Para medição do fluxo ancorado nos blocos de YBCO, todo o sistema de magnetização anteriormente descrito, foi inserido em uma caixa de esferovite de modo a ficar submerso em azoto líquido. Para permitir a aquisição de dados foi utilizado um posicionador xyz, e uma sonda de Hall de fluxo axial tal como ilustrado na Figura 5.17.

O posicionador xyz foi programado para percorrer uma área quadrada de 66 mm² (maior do que qualquer um dos blocos ensaiados), onde cada passo efectuado pelo posicionador equivale a 1,5 mm. Deste modo a sonda de Hall irá percorrer toda essa área e registar um conjunto de valores na forma matricial, obtendo-se assim uma matriz de 44 × 44, com o perfil de campo ancorado. O movimento da sonda é descrito pela linha encarnada da Figura 5.18.

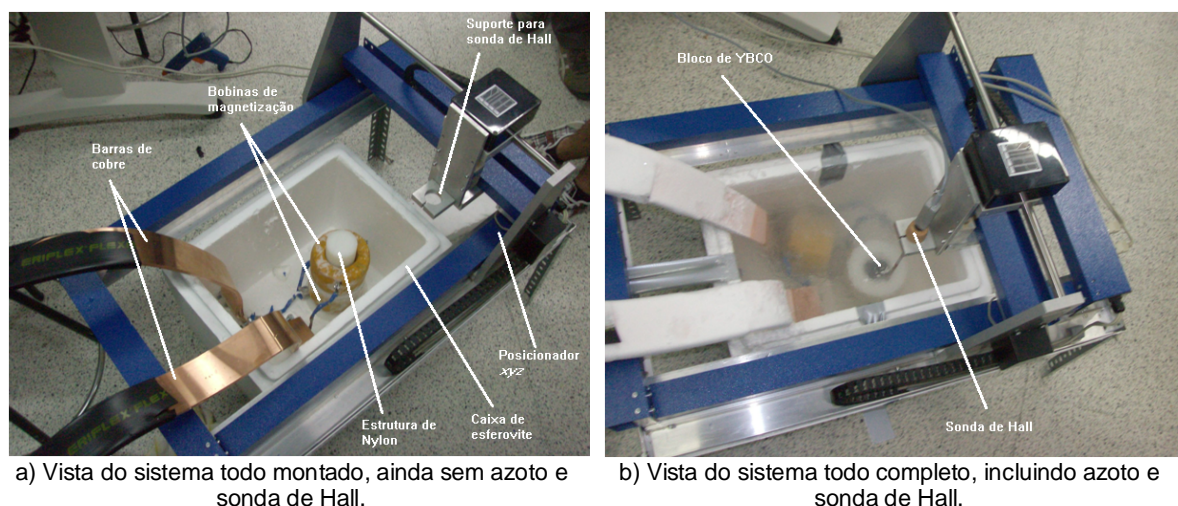


Figura 5.17 – Sistema de magnetização e medição de fluxo ancorado nos blocos de YBCO.

O sistema foi então arrefecido e as fontes de corrente ligadas e preparadas para enviar um impulso de corrente para as bobinas de magnetização. A duração de cada impulso foi controlado manualmente, tendo a duração de cerca de 1 s. Como visto na revisão biográfica, uma outra técnica de magnetização consiste em aplicar à amostra, não um, mas uma serie de impulsos de corrente, no entanto uma vez que a tensão das fontes encontra-se limitada a 15 V, verifica-se que a aplicação de impulsos sucessivos com intervalos de alguns segundos origina uma grande queda no valor de corrente fornecido pelas fontes. Este efeito é explicado pelo aumento de resistência nas bobinas, devido ao aumento de temperatura causado pelo efeito de Joule e verificado por um grande borbulhar de azoto líquido, durante o impulso. Por esse motivo foram apenas aplicados dois impulsos de corrente para magnetizar cada um dos blocos, sendo o primeiro impulso de aproximadamente 1600 A e o segundo caindo para valores na ordem dos 1000 A ou abaixo deste.

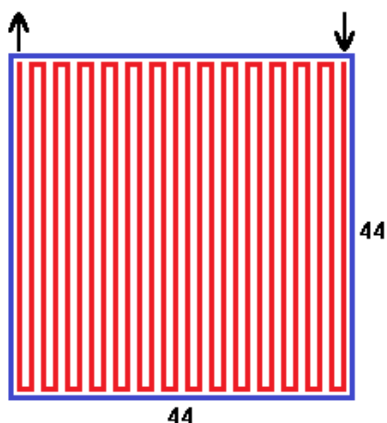


Figura 5.18 – Movimento efectuado pelo posicionador xyz, para permitir que a sonda de Hall registre os valores de fluxo magnético ancorado em toda essa área.

Foram ensaiados os dois blocos paralelepípedicos da Figura 4.3, cujas características são dadas na Tabela 4.1, e um bloco cilíndrico representado na Figura 5.19 e cujas características são dadas na Tabela 5.1.



Figura 5.19 – Bloco Cilíndrico de Y-123, para ser utilizado como magneto de fluxo residual.

Material	Y-123 texturado por fusão
Composição	$Y_{1,6}Ba_2Cu_3O_{7-k}$
Número de domínios	1
Diâmetro externo (mm)	45
Espessura (mm)	13
Campo ancorado a 1mm para 1,4T de excitação (T)	0,7 - 1

Tabela 5.1 – Características do bloco cilíndrico de Y-123 (dados do fabricante).

5.4 Conclusão

Neste capítulo foi apresentado o sistema de magnetização por impulso utilizado, assim como toda tecnologia envolvida no mesmo. Tal solução verificou-se não trivial, exactamente devido a disponibilidade da tecnologia envolvida e tendo por isso sido necessário contar com a colaboração da Escuela de Ingenierias Industriales, Universidad de Extremadura – Badajoz (Spain).

Verificou-se ainda a impossibilidade de empregar a técnica de magnetização com base em múltiplos impulsos de corrente na perfeição, devido ao limite de tensão imposto pelas fontes de corrente (15 V), tendo sido por isso empregues apenas dois impulsos. No entanto a aplicação de mais impulsos tinha uma variação desprezável na densidade de fluxo ancorado dado que as amostras ficaram totalmente penetradas por corrente como é verificado no próximo capítulo.

Foi ainda apresentado um conjunto de equações segundo o modelo Pilha de Areia capaz de modelizar o fluxo ancorado em amostras supercondutoras quer paralelepípedicas quer cilíndricas. Tais equações foram úteis para o desenvolvimento de uma aplicação informática, capaz de obter o perfil de campo magnético ancorado em qualquer uma das amostras, incluindo amostras paralelepípedicas com dois domínios. Foi ainda verificado que o aumento da espessura de um bloco supercondutor, a partir de certo valor torna-se irrelevante dado atingir-se a saturação do campo magnético máximo ancorado.

Verificou-se que um bloco supercondutor paralelepípedo consegue adquirir um fluxo sempre superior a um bloco cilíndrico, independentemente das dimensões dos blocos. Observou-se que a partir de um certo valor da relação comprimento/largura, o fluxo era zero.

Para efeitos de análise de resultado foi também desenvolvida uma aplicação capaz de determinar a densidade de corrente que minimiza a raiz do erro quadrático médio entre as densidades de fluxo obtidas experimentalmente e as determinadas numericamente. Como apresentado na secção seguinte, e uma vez que os blocos paralelepípedicos apresentam dois domínios de fábrica, foram feitas duas aproximações. Foi minimizada a raiz do erro quadrático médio para um campo simulado com apenas um domínio (aproximação a um domínio) e minimizado o erro para um campo simulado com dois domínios (aproximação a dois domínios). Na aproximação a dois domínios e uma vez que existem três densidades de corrente envolvidas foi necessário recorrer a uma técnica de procura utilizada na ciência da computação – Algoritmos Genéticos, os quais são uma classe particular de algoritmos evolutivos. Tal técnica revelou-se bastante útil na determinação das densidades de corrente inerentes no processo de magnetização. Foram ensaiadas duas amostras fictícias, uma onde as densidades de corrente intragranulares eram iguais e outra onde estas eram diferentes, verificando-se um menor erro para o segundo caso.

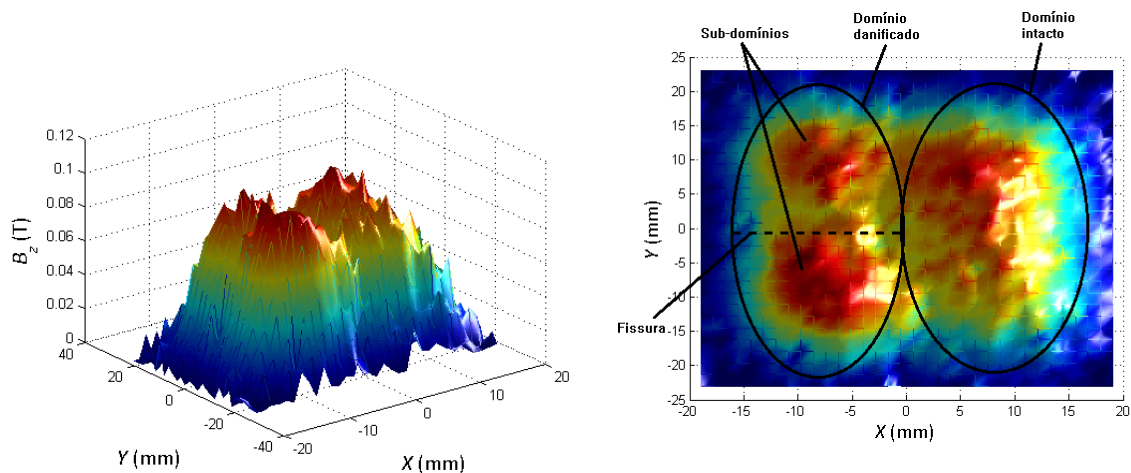
Por fim foi descrito o processo de medição de fluxo ancorado, o qual foi executado com bastante dificuldade, uma vez que era necessário deslocar a bobina de magnetização superior, após o bloco ser magnetizado, para que fosse possível a inserção da sonda de Hall para leitura de valores. Uma vez que as bobinas de magnetização estavam ligadas em série era completamente impossível retirar a bobina superior completamente para fora da caixa de esferovite, tendo sido então necessário move-la manualmente para o lado da bobina inferior, mas com cautela suficiente para que o sistema não sofresse nenhuma perturbação.

6 Análise de resultados

De seguida são apresentados os resultados obtidos experimentalmente os quais serão de seguida analisados e discutidos. Serão determinadas as densidades de corrente envolvidas no processo de magnetização. Foram para isso realizadas duas aproximações como descrito anteriormente (aproximação a um e dois domínios).

6.1 Apresentação e análise dos resultados obtidos experimentalmente

Relativamente ao primeiro bloco paralelepípedo ensaiado é importante lembrar que, segundo o fabricante, este era composto por apenas dois domínios. No entanto, num dos domínios existe uma fissura a qual dá origem a um total de três domínios, como se pode concluir pela observação do campo ancorado (Figura 6.1). A fissura existente no bloco pode ser facilmente justificada pelo sucessivo desgaste que o supercondutor tem vindo a sofrer ao longo da sua vida, uma vez que se trata de um material relativamente frágil (ainda mais quando em baixas temperaturas), o qual está vulnerável a choques aquando do processo de magnetização, devido às forças de Lorentz desenvolvidas. O valor máximo de campo ancorado é 104,3 mT.



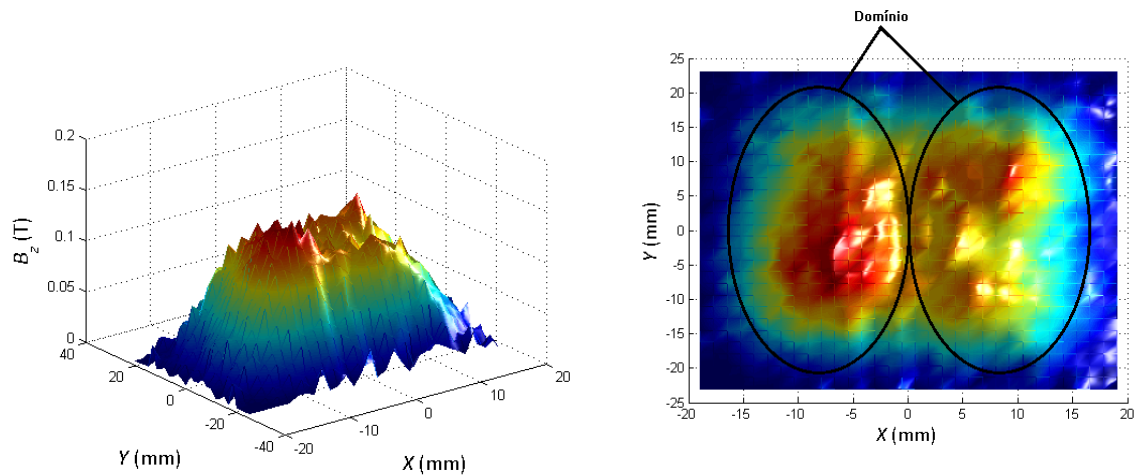
a) Perfil axial do campo magnético ancorado.

b) Distribuição da densidade de fluxo ancorada.

Figura 6.1 – Campo magnético ancorado no bloco paralelepípedo de YBCO danificado.

Na investigação antecedente (já mencionada), foi ensaiado o bloco supercondutor paralelepípedo danificado (a fissura já era visível), onde o campo máximo obtido foi superior a 104.3 mT. Tal resultado não infringe que no presente ensaio o bloco não esteja totalmente penetrado por fluxo, uma vez que se encontra totalmente penetrado por corrente. Tal deve-se simplesmente ao contínuo desgaste do mesmo.

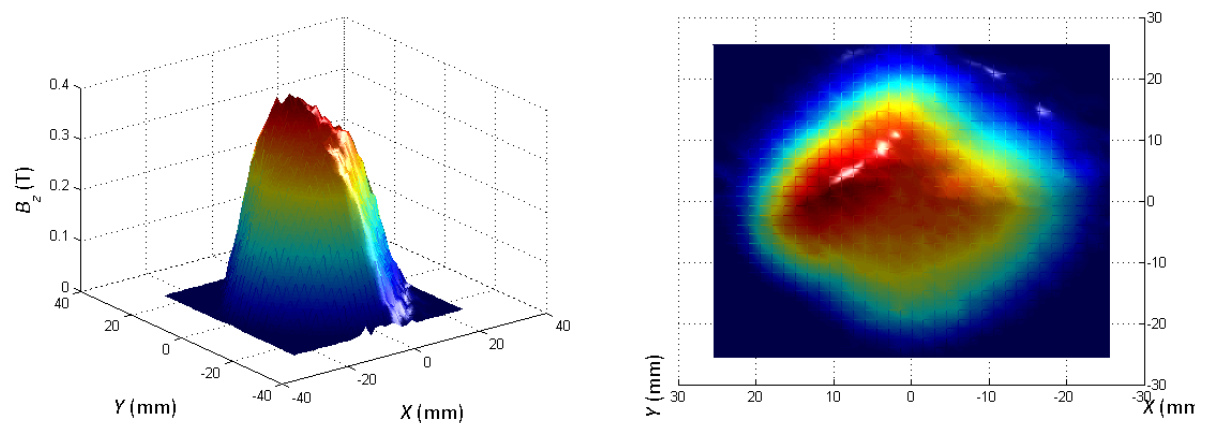
Na Figura 6.2 está representado o perfil de campo magnético axial do segundo bloco paralelepípedo, o qual se encontra intacto. Os dois domínios que formam a amostra são bastante perceptíveis. O valor do campo máximo ancorado é de 150,9 mT.



a) Perfil axial do campo magnético ancorado. b) Distribuição da densidade de fluxo ancorada.
Figura 6.2 – Campo magnético ancorado no bloco paralelepípedo de YBCO íntegro.

O bloco cilíndrico apresenta o perfil de campo magnético da Figura 6.3, no qual o campo máximo ancorado é de 386,0 mT.

Relativamente a este último bloco a ser ensaiado, verificou-se que o campo não se encontra uniformemente distribuído a partir do centro. Tal pode-se dever ao facto de o bloco não se encontrar milimetricamente alinhado com o centro das bobinas de magnetização, ou pode simplesmente tratar-se de um defeito de fabrico.



a) Perfil axial do campo magnético ancorado. b) Distribuição da densidade de fluxo ancorada.
Figura 6.3 – Campo magnético ancorado no bloco cilíndrico de YBCO.

6.2 Discussão de resultados

De seguida será utilizada a aplicação desenvolvida com base no modelo pilha de área, para calcular o valor da(s) densidade(s) de corrente que minimiza(m) a raiz do erro quadrático médio, definida como a raiz quadrada da diferença, ponto a ponto, entre a densidade de fluxo obtida experimentalmente e a determinada numericamente para a mesma dimensão de blocos, fazendo para isso variar o valor de J_c , calculando em cada iteração o perfil de campo. Para tal e como já explicado anteriormente serão feitas duas aproximações para cada uma dos blocos paralelepípedos e uma única aproximação para o bloco cilíndrico. Na aproximação a dois domínios foram utilizados, para além da aplicação desenvolvida, algoritmos genéticos, para a determinação das densidades de corrente envolvidas.

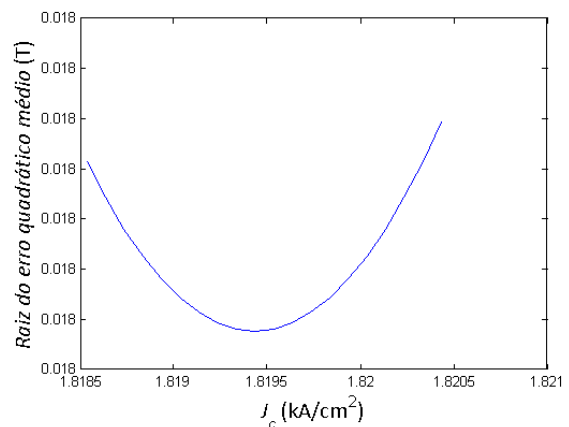
6.2.1 Bloco paralelepípedo 1

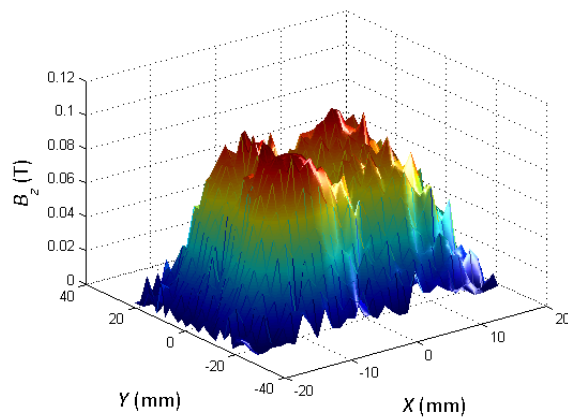
6.2.1.1 Aproximação a um domínio

Uma vez apresentado o perfil de campo magnético ancorado no primeiro bloco paralelepípedo (danificado) é possível estimar o valor da densidade de corrente crítica incutida no bloco.

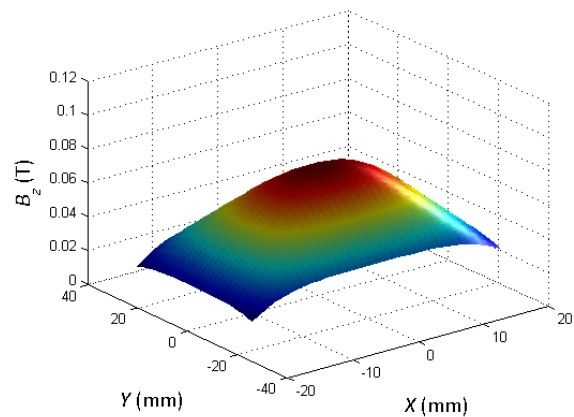
Minimizando a raiz do erro quadrático médio, cuja evolução se apresenta na Figura 6.4, obteve-se uma densidade de corrente de $J_c = 1,8 \text{ kA/cm}^2$, com um erro de $\varepsilon_{B_z} = 0,0180$. O perfil de campo magnético calculado numericamente para esse valor de densidade de corrente está representado na Figura 6.5, juntamente com o perfil medido experimentalmente.

Figura 6.4 – Evolução da raiz do erro quadrático médio com os valores da J_c , para o bloco paralelepípedo danificado.





a) Perfil obtido experimentalmente.



b) Perfil determinado numericamente.

Figura 6.5 – Comparação entre a densidade de fluxo obtida experimentalmente e numericamente considerando um único domínio, para o bloco paralelepípedo danificado.

Na Figura 6.6 está representada a superfície do erro quadrático, como sendo o quadrado da diferença, ponto a ponto, entre os valores medidos e determinados numericamente. Verifica-se que os pontos que mais contribuem para o erro são os de um dos domínios artificiais, onde o campo ancorado foi relativamente superior aos restantes. Os pontos do centro da amostra também têm uma grande contribuição para o erro, uma vez que se trata dos pontos que separam os três domínios. As extremidades também têm uma contribuição considerável, o que se deve ao facto das superfícies das densidades de fluxo terem inclinações diferentes. Somando a contribuição do erro quadrático em todos os pontos da superfície, chegou-se ao valor de 0,3630.

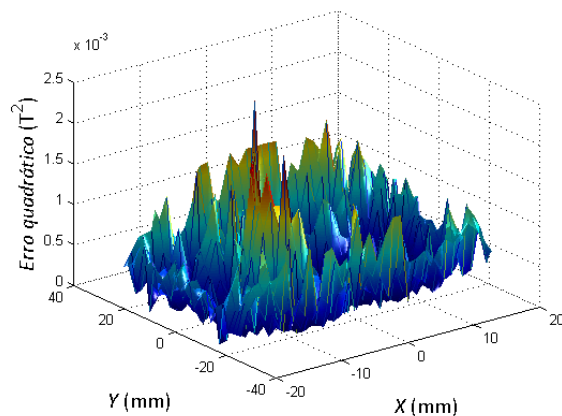


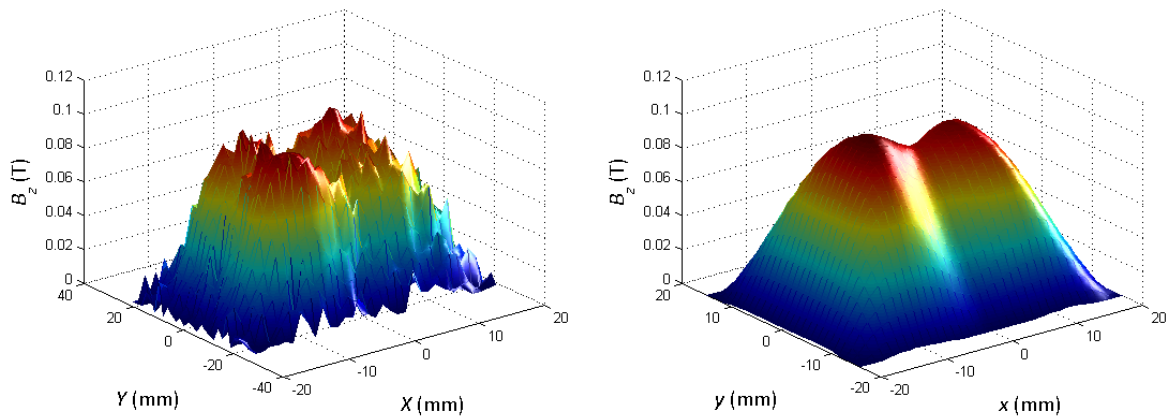
Figura 6.6 – Superfície do erro quadrático entre as duas densidades de fluxo apresentadas, para o bloco paralelepípedo danificado.

6.2.1.2 Aproximação a dois domínios

Como já referido, na aproximação a dois domínios é utilizado algoritmos genéticos na determinação das densidades de corrente ancoradas num supercondutor com dois domínios. Deste modo o resultado obtido foi o representado na Figura 6.7, e onde as densidades de corrente intervenientes no processo de magnetização são:

$$\begin{cases} J_{c1} = 1,5000 \text{ kA/cm}^2 \\ J_{c2} = 1,2728 \text{ kA/cm}^2 \\ J_{c3} = 1,2726 \text{ kA/cm}^2 \end{cases} \quad (6.1)$$

O erro registado é de $\varepsilon_{B_z} = 0,372269$.



a) Perfil obtido experimentalmente. b) Perfil determinado numericamente.
Figura 6.7 – Comparação entre a densidade de fluxo obtida experimentalmente e numericamente considerando dois domínios, para o bloco paralelepípedo danificado.

Calculando novamente a superfície do erro quadrático (quadrado da diferença, ponto a ponto, entre os perfis), obteve-se o representado na Figura 6.8. Mais uma vez observa-se que um dos domínios atinge um valor ligeiramente superior aos restantes, tendo deste modo uma maior contribuição para o erro. Mais uma vez devido ao facto dos perfis terem inclinações diferentes, existe uma pequena contribuição das extremidades dos perfis no erro. Somando novamente a contribuição do erro em todos os pontos da superfície, obteve-se desta vez o valor de 0,1242, sendo este bastante inferior ao anterior na aproximação a um domínio como seria de esperar.

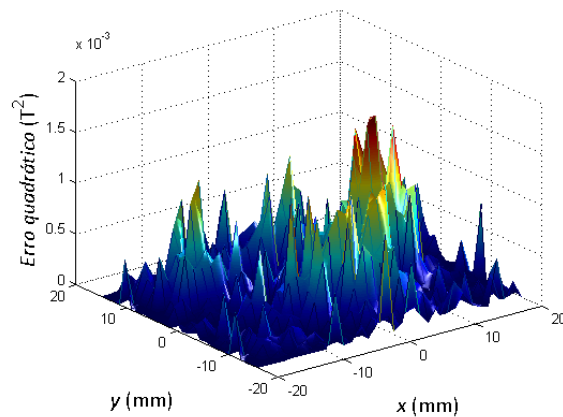


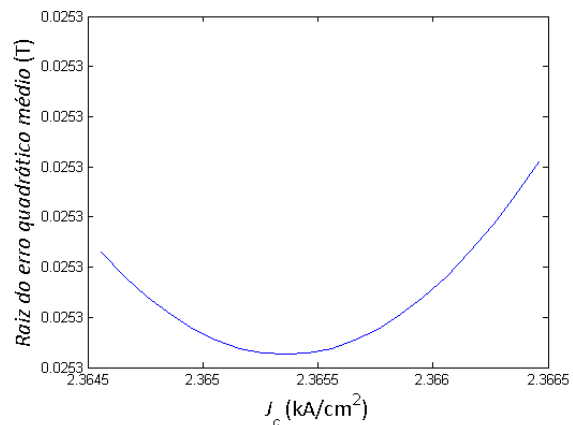
Figura 6.8 – Superfície do erro quadrático entre as duas densidades de fluxo apresentadas na aproximação a dois domínios, para o bloco paralelepípedo danificado.

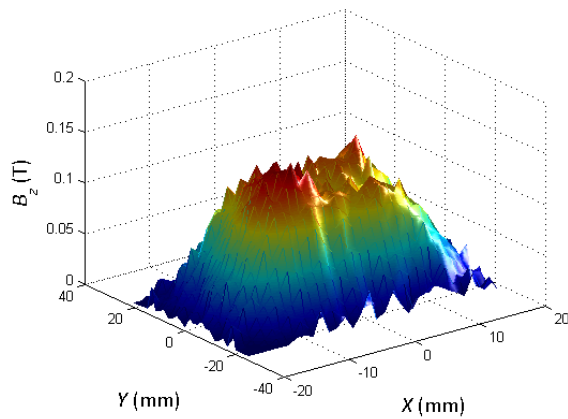
6.2.2 Bloco paralelepípedo 2

6.2.2.1 Aproximação a um domínio

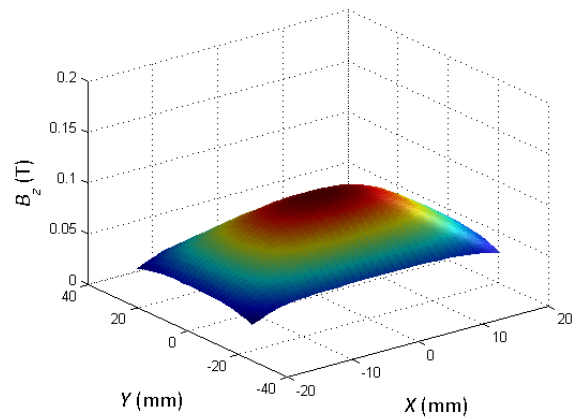
Novamente minimizando a raiz do erro quadrático médio (Figura 6.9), chegou-se ao valor $J_c = 2,4 \text{ kA/cm}^2$, onde o erro cometido é $\varepsilon_{B_z} = 0,0253$. A Figura 6.10 representa o perfil de campo magnético determinado para densidade de corrente referida, juntamente com o obtido experimentalmente, para melhor comparação.

Figura 6.9 – Evolução da raiz do erro quadrático médio com os valores da J_c , para o bloco paralelepípedo intacto.





a) Perfil obtido experimentalmente.



b) Perfil determinado numericamente.

Figura 6.10 – Comparação entre a densidade de fluxo obtida experimentalmente e numericamente, para o bloco paralelepípedo intacto.

O campo magnético ancorado num dos domínios foi relativamente superior ao outro, o que se traduz na superfície do erro quadrático da Figura 6.11. Novamente existe uma considerável contribuição dos pontos entre domínios e exterminadas, pelas razões anteriormente indicadas. O valor da soma de todas as contribuições do erro é de 0,6305.

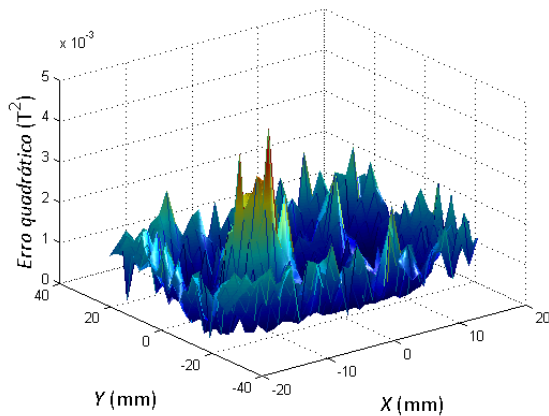


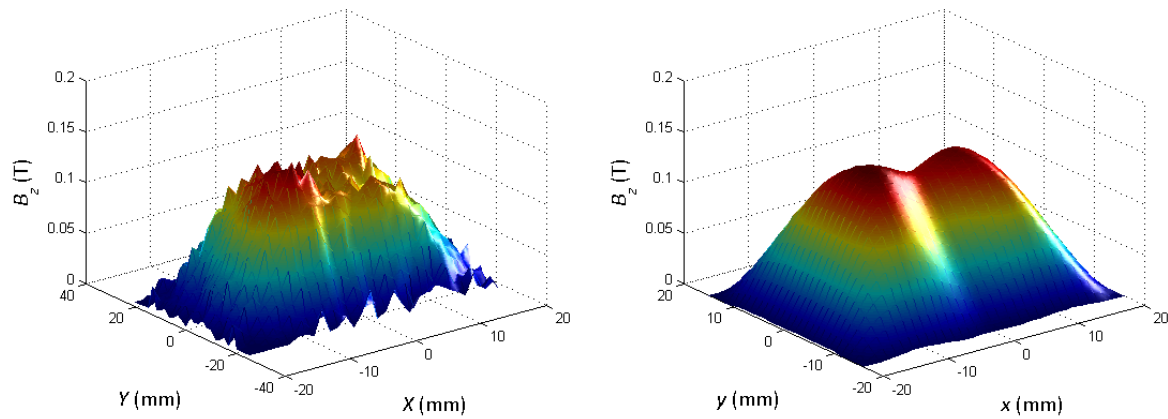
Figura 6.11 – Superfície do erro quadrático entre as duas densidades de fluxo apresentadas, para o bloco paralelepípedo intacto.

6.2.2.2 Aproximação a dois domínios

Recorrendo novamente aos algoritmos genéticos para o cálculo das densidades de corrente no interior do supercondutor, obtiveram-se os seguintes valores:

$$\begin{cases} J_{c1} = 2,0325 \text{ kA/cm}^2 \\ J_{c2} = 1,7795 \text{ kA/cm}^2 \\ J_{c3} = 1,7553 \text{ kA/cm}^2 \end{cases} \quad (6.2)$$

Desta vez o erro obtido foi $\varepsilon_{B_z} = 0,433414$. O perfil de campo obtido utilizando estas densidades de corrente pode ser observado na Figura 6.12.



a) Perfil obtido experimentalmente.

b) Perfil determinado numericamente.

Figura 6.12 – Comparação entre a densidade de fluxo obtida experimentalmente e numericamente considerando dois domínios, para o bloco paralelepípedo intacto.

O erro quadrático obtido pode ser observado na Figura 6.13, onde se verifica mais uma vez uma contribuição considerável das extremidades devido as diferentes inclinações dos perfis. A desigualdade do valor máximo do campo é cada um dos perfis também é bem visível na superfície do erro. A soma ponto a ponto do valor do erro em toda a superfície resulta no valor de 0,1725, bastante inferior ao obtido na aproximação a um único domínio. Mais uma vez tal resultado era de esperar uma vez que a aproximação a dois domínios traduz num valor mais real das densidades de corrente inerentes num supercondutor completamente magnetizado.

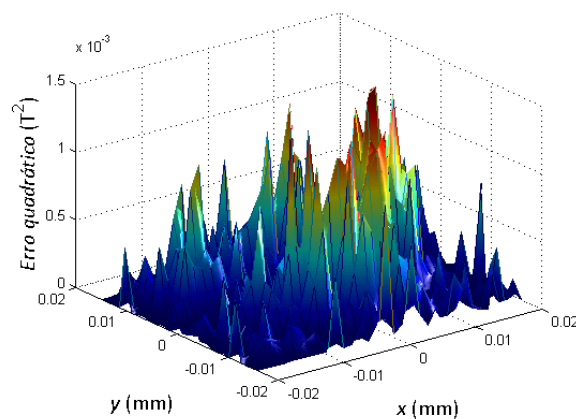
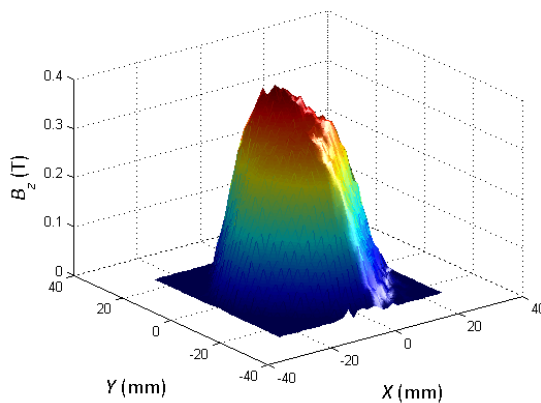
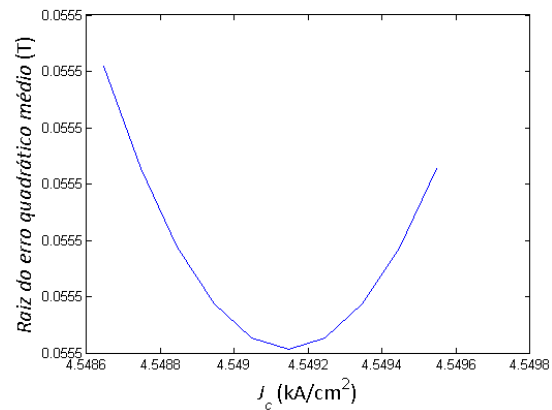


Figura 6.13 – Superfície do erro quadrático entre as duas densidades de fluxo apresentadas na aproximação a dois domínios, para o bloco paralelepípedo intacto.

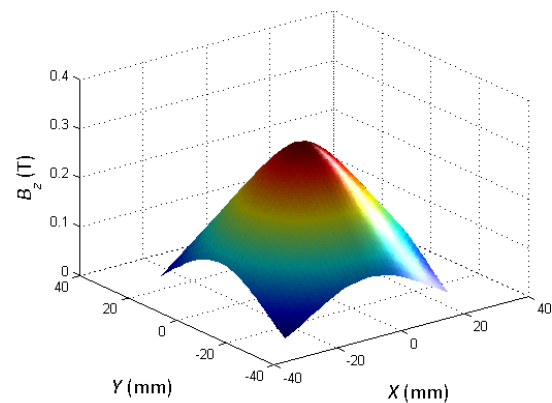
6.2.3 Bloco cilíndrico

Relativamente ao bloco cilíndrico obteve-se um valor de $J_c = 4,5 \text{ kA/cm}^2$, minimizando para isso a raiz do erro quadrático médio a qual esta representada na Figura 6.14, com $\varepsilon_{B_z} = 0,0555$. Na Figura 6.15, está representada a comparação entre as duas densidades de fluxo (experimental e simulada), onde o campo máximo, no centro da amostra, para o perfil determinado numericamente foi de 289,0 mT. Como discutido anteriormente, o bloco cilíndrico não se encontra uniformemente magnetizado, o que se julga dever-se a um simples defeito de fabrico, e como tal o valor do campo máximo ancorado experimentalmente, no centro da amostra (386,0 mT), é consideravelmente superior ao determinado numericamente. É fácil verificar que esta diferença deve-se ao facto de os máximos das superfícies não se encontrarem convenientemente alinhados.

Figura 6.14 – Evolução da raiz do erro quadrático médio com os valores da J_c , para o bloco paralelepípedo intacto.



a) Perfil obtido experimentalmente.



b) Perfil determinado numericamente.

Figura 6.15 – Comparação entre a densidade de fluxo obtida experimentalmente e numericamente, para o bloco cilíndrico.

Como seria de esperar, uma vez que o bloco cilíndrico não se encontra uniformemente magnetizado (o que faz com que o seu máximo esteja deslocado), esse deslocamento será o que

mais contribui para o erro quadrático como se pode ver pela Figura 6.16. Novamente a extremidade envolvente de todo o bloco, também tem uma contribuição considerável em todo o erro.

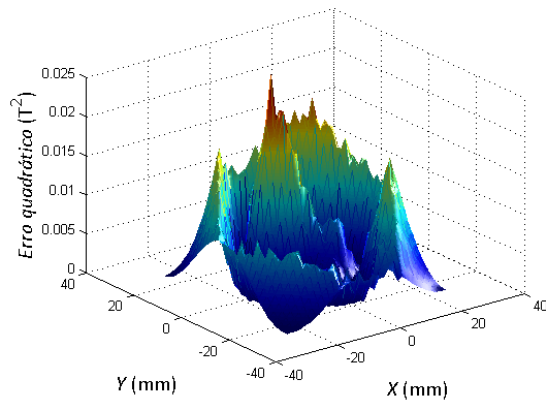


Figura 6.16 – Superfície do erro quadrático entre as duas densidades de fluxo apresentadas, para o bloco paralelepípedo intacto.

6.3 Conclusão

Neste capítulo foram apresentados e analisados os resultados obtidos experimentalmente. Foram ensaiados os dois blocos paralelepípedicos e o bloco cilíndrico apresentados no capítulo anterior. Como verificado pela observação do perfil de campo magnético ancorado num dos blocos paralelepípedicos, este apresentava uma fissura que dava origem a um terceiro domínio artificial.

O calor libertado pelas bobinas no processo de magnetização pode ser considerado desprezável uma vez que o azoto líquido não permite a perda de propriedades supercondutoras por parte dos blocos, ficando todos os blocos totalmente magnetizados uma vez que se encontram totalmente penetrados por corrente, como se pode observar pelos perfis de campo.

Por observação do perfil de campo magnético ancorado no bloco cilíndrico, pode-se concluir que este apresentava algumas irregularidades e deste modo o perfil obtido não se encontra uniformemente distribuído a partir do centro. Tal pensa-se dever a um simples defeito de fabrico, uma vez que o bloco foi magnetizado duas vezes, obtendo-se em ambas exactamente o mesmo perfil de campo. Assim sendo, estas irregularidades são as que mais contribuem para o erro.

Para a determinação de J_c , foram feitas duas aproximações. Na aproximação a um domínio verificou-se um erro mínimo, mas o qual se deve sobretudo ao diferente número de domínios existente em cada um dos perfis (numérico e experimental).

Verificou-se que na aproximação a dois domínios o erro quadrático era bastante inferior ao da aproximação a um domínio. Tal era de esperar uma vez que a aproximação a dois domínios se trata de uma aproximação mais próxima da realidade. No entanto a existência do erro deve-se sobretudo ao facto de ambos os perfis (numérico e experimental) terem inclinações diferentes e a não uniformidade de cada um dos domínios do perfil experimental.

Os algoritmos genéticos revelaram-se bastante úteis na obtenção das densidades de corrente ancoradas num supercondutor magnetizado. No entanto revelaram-se (juntamente com o processo de determinação numérica do perfil com dois domínios) um pouco lento, levando por vezes largas horas a atingir o resultado final. Sendo o tempo uma constante que pode ser insignificante quando comparada com os resultados obtidos, conclui-se que os algoritmos genéticos no cálculo das densidades de corrente envolvidas num supercondutor são sem dúvida bastante úteis.

Os valores de J_c , quer para supercondutores com um domínios ou supercondutores com dois domínios podiam ser refinados aumentando o número de anéis no cálculo do perfil de campo magnético ancorado, no entanto tal traduz num aumento no tempo de simulação do mesmo. Da mesma forma os valores obtidos experimentalmente poderiam ser uniformizados, bastando para isso

diminuir o passo da sonda de Hall, mas mais uma vez tal traduz num significativo aumento no tempo de aquisição de dados.

7 Conclusões Finais e Trabalho Futuro

Nesta dissertação desenvolveu-se uma metodologia de análise de magnetos supercondutores de fluxo residual tendo por base o modelo Pilha de Areia. Tais magnetos têm aplicação a um motor síncrono linear todo supercondutor, o qual também foi alvo de estudo, desenho e construção na presente dissertação.

De seguida é feita uma reflexão acerca dos resultados alcançados, e propostos novos caminhos a seguir.

7.1 Conclusões

Relativamente ao motor, foram cumpridas todas as especificações relativamente à construção do mesmo. A substituição de um par de bobinas em vez de dois pares veio simplificar bastante a construção do mesmo, no que diz respeito a robustez, tamanho e peso, permitindo deste modo que o espaço (caixa) onde todo o sistema é inserido fosse menor. Mais uma vez é importante salientar que o principal objectivo desta dissertação não é a análise das forças desenvolvidas no interior do motor, sendo essa análise alvo principal de uma outra dissertação a correr em parceria com a presente.

No que diz respeito a metodologia desenvolvida com base no modelo Pilha de Areia, esta revelou-se bastante positiva, tendo em conta a rapidez do cálculo numérico envolvido. Tal aplicação permite ainda de forma interactiva a alteração de parâmetros como formatos (paralelepípedo ou cilíndrico), as dimensões, as densidades de corrente, o número de domínios (1 ou 2), entre outros, assim como um conjunto de resultados extras, para além das densidades de fluxo. Tal metodologia foi bastante útil juntamente com os algoritmos genéticos na identificação das correntes que originam as densidades de fluxo num bloco paralelepípedo supercondutor composto por dois domínios. A metodologia aqui desenvolvida torna-se bastante útil no desenho de dispositivos de energia.

7.2 Trabalho Futuro

Sendo a supercondutividade uma temática tão vasta na qual existe sem dúvida um enorme caminho a percorrer, e tendo sido atingidos os principais objectivos da presente dissertação, será necessário em seguida estudar os seguintes passos:

- Utilização da metodologia desenvolvida no desenho de dispositivos energéticos que empregam este tipo de tecnologia SAT, nomeadamente máquinas eléctricas;
- Continuação do algoritmo para determinação das densidades de corrente, sobretudo no que diz respeito a rapidez de cálculo;

- Refinar as medições experimentais, o que se traduz na diminuição do passo do posicionador xyz ,
- Análise de supercondutores paralelepípedicos com mais de dois domínios.

Bibliografia

- [**Abrikosov, 1957**] – Abrikosov, A. A. (1957, December). On the Magnetic Properties of Superconductors of the Second Group. *Soviet Physics JETP*, 5, 6, pp. 1174-1182.
- [**Aydiner, 2005**] – Aydiner, A. & Yanmaz, E. (2005, June) Numerical calculation of trapped magnetic field for square and cylindrical superconductors. *Supercond. Sci. Technol.*, 18, pp. 1010-1015.
- [**Bean, 1964**] – Bean, C. P. (1964, January). Magnetization of High-Field Superconductors. *Physical Review Letters* 36, 1, pp. 31-39.
- [**Browne, 2007**] – Browne, M. (11/26/2007). High T_c Superconductor (YBCO), Post-Graduate level of Solid State Physics class to study the properties of crystals, San Jose State University, San José, California USA.
- [**Chernoplekov, 2002**] – Chernoplekov, N. A. (2002, June). State of the art in applied high-current superconductivity. *Physics-Uspekhi*, 45, 6, pp. 659-665.
- [**Costa, 2005**] – Costa, G. C. (2005, Junho). Estudo da Levitação Magnética e determinação da corrente crítica de blocos supercondutores de alta T_c pelo método dos elementos finitos, Dissertação de Doutorado, Universidade Federal do Rio de Janeiro.
- [**Fietz, 1964**] – Fietz, W. A., Beasley, M. R., Silcox, J., & Webb, W. W. (1964, October). Magnetization of Superconducting Nb-25%Zr Wire. *Physical Review*, 136, 2A, pp. A335-A345.
- [**García, 2005**] – García, M. M., González, F. J. G., Avalos, E. C., Rocha, G.G. L. & Llamazares, J. L. S. (2005, October). Diseño y construcción de un magnetizador de pulsos. *Revista Mexicana de Física*, 51 (5), pp. 542-548.
- [**Golberg, 1989**] – Goldberg D. E. (1989) Genetic Algorithms in Search, Optimization and Machine Learning, Addison-Wesley Longman Publishing Co.
- [**Inácio, 2008**] – Inácio, D. D. P. (2008). Comparação numérica e experimental das características dos Motores de Histerese Convencional e Supercondutor. Dissertação de Mestrado, Faculdade de Ciências e Tecnologia – Universidade Nova de Lisboa.
- [**Itoh, 1997**] – Itoh, Y. & Yanagi, Y. (1997, August). Flux motion during pulsed field magnetization in Y-Ba-Cu-O superconducting bulk magnet. *J. Appl. Phys*, 82, 11, pp. 5600-5611.
- [**Kim, 1963**] – Kim, Y. B., Hempstead, C. F., & Strnad, A. R. (1963, January). Magnetization and Critical Supercurrents. *Physical Review*, 129, 2, pp. 528-536.
- [**King, 2008**] – King, F. (2008, May). Finding the critical temperature of a YBCO superconductor using a voltage probe – *Physics Department, The College of Wooster, Wooster, Ohio 44691, USA*.
- [**LeBlanc, 1992**] – LeBlanc, D., & LeBlanc, M. A. (1992, March). Ac-loss valley in type-II superconductors. *Physical Review B*, 45, 10, pp. 5443-5449.
- [**Lide, 2004**] – Lide, D. R. (Ed.). (2004). *CRC Handbook of Chemistry and Physics, 85th Edition*. CRC Press.
- [**Mizutani, 1998**] – Mizutani, U., Oka, T., Itoh, Y., Yanagi, Y., Yoshikawa, M. & Ikuta, H. (1998, February). Pulsed-Field Magnetization applied to High- T_c Superconductors. *Applied Superconductivity*, Vol. 6, pp. 235-246.

[Naga, 1997] – Nagashima, K., Higuchi, T., Sok, J., Yoo, S. I., Fujimoto, H., & Murakami, M. (1997, October). The trapped field of YBCO bulk superconducting magnets. *Cryogenics*, 37, 10, pp. 577-581.

[Pacheco, 1999] – Pacheco, M. A. C. (1999) Algoritmos Genéticos: Princípios e Aplicações, Pontifícia Universidade Católica do Rio de Janeiro.

[Pina, 2010] – Pina, J. M. M. (2010) Desenho e Modelização de Sistemas de Energia Empregando Materiais Supercondutores de Alta Temperatura, Dissertação de Doutoramento, Faculdade de Ciências e Tecnologia – Universidade Nova de Lisboa.

[Poole, 2007] – Poole, C. P., Farach, H. A., Creswick, R. J., & Prozorov, R. (2007). *Superconductivity, 2nd Edition*. Academic Press.

[Sander, 2002] – Sander, M., Sutter, U., Adam, M. & Kläser, M. (2002, April). Comparison of pulsed Magnetization processes for HTS bulk parts. *Superconductor Science and Technology*, 15, pp. 748-753.

[Sander, 2001] – Sander, M. & Kläser, M. (2001, March). Pulsed Magnetization Processes for HTS Bulk Components. *IEEE Transactions on applied superconductivity*, 11, 1, pp. 3732-3735.

[Tinkham, 1996] – Tinkham, M. (1996). *Introduction to Superconductivity*. McGraw-Hill.

[Tsuchimoto, 1997] – Tsuchimoto, M., Waki, H., Itoh, Y., Yanagi, Y., Yoshikawa, M., Oka, T., Yamada, Y. & Mizutani, U. (1996, July). Numerical evaluation of pulsed field magnetization of a bulk high T_c superconductor. *Cryogenics*, 37, 1, 43-47.

[London, 1935] – London, F., & London, H. (1935, March). The Electromagnetic Equations of the Supraconductor. *Royal Society of London Proceedings Series A*, 149, pp. 71-88.

[Ginzburg, 1965] – Ginzburg, V. L., & Landau, L. D. (1965). On the Theory of Superconductivity. *Collected Papers of L. D. Landau*, pp. 546-568.

[Schrieffer] – Schrieffer J R History of Superconductivity, Seo-Nam Distinduisd Lecture at Seul National University.